This is a digital copy of a book that was preserved for generations on library shelves before it was carefully scanned by Google as part of a project to make the world's books discoverable online.

It has survived long enough for the copyright to expire and the book to enter the public domain. A public domain book is one that was never subject to copyright or whose legal copyright term has expired. Whether a book is in the public domain may vary country to country. Public domain books are our gateways to the past, representing a wealth of history, culture and knowledge that's often difficult to discover.

Marks, notations and other marginalia present in the original volume will appear in this file - a reminder of this book's long journey from the publisher to a library and finally to you.

Usage guidelines

Google is proud to partner with libraries to digitize public domain materials and make them widely accessible. Public domain books belong to the public and we are merely their custodians. Nevertheless, this work is expensive, so in order to keep providing this resource, we have taken steps to prevent abuse by commercial parties, including placing technical restrictions on automated querying.

We also ask that you:

+ *Make non-commercial use of the files* We designed Google Book Search for use by individuals, and we request that you use these files for personal, non-commercial purposes.

+ *Refrain from automated querying* Do not send automated queries of any sort to Google's system: If you are conducting research on machine translation, optical character recognition or other areas where access to a large amount of text is helpful, please contact us. We encourage the use of public domain materials for these purposes and may be able to help.

+ *Maintain attribution* The Google "watermark" you see on each file is essential for informing people about this project and helping them find additional materials through Google Book Search. Please do not remove it.

+ *Keep it legal* Whatever your use, remember that you are responsible for ensuring that what you are doing is legal. Do not assume that just because we believe a book is in the public domain for users in the United States, that the work is also in the public domain for users in other countries. Whether a book is still in copyright varies from country to country, and we can't offer guidance on whether any specific use of any specific book is allowed. Please do not assume that a book's appearance in Google Book Search means it can be used in any manner anywhere in the world. Copyright infringement liability can be quite severe.

About Google Book Search

Google's mission is to organize the world's information and to make it universally accessible and useful. Google Book Search helps readers discover the world's books while helping authors and publishers reach new audiences. You can search through the full text of this book on the web at `http://books.google.com/`

Über dieses Buch

Dies ist ein digitales Exemplar eines Buches, das seit Generationen in den Regalen der Bibliotheken aufbewahrt wurde, bevor es von Google im Rahmen eines Projekts, mit dem die Bücher dieser Welt online verfügbar gemacht werden sollen, sorgfältig gescannt wurde.

Das Buch hat das Urheberrecht überdauert und kann nun öffentlich zugänglich gemacht werden. Ein öffentlich zugängliches Buch ist ein Buch, das niemals Urheberrechten unterlag oder bei dem die Schutzfrist des Urheberrechts abgelaufen ist. Ob ein Buch öffentlich zugänglich ist, kann von Land zu Land unterschiedlich sein. Öffentlich zugängliche Bücher sind unser Tor zur Vergangenheit und stellen ein geschichtliches, kulturelles und wissenschaftliches Vermögen dar, das häufig nur schwierig zu entdecken ist.

Gebrauchsspuren, Anmerkungen und andere Randbemerkungen, die im Originalband enthalten sind, finden sich auch in dieser Datei – eine Erinnerung an die lange Reise, die das Buch vom Verleger zu einer Bibliothek und weiter zu Ihnen hinter sich gebracht hat.

Nutzungsrichtlinien

Google ist stolz, mit Bibliotheken in partnerschaftlicher Zusammenarbeit öffentlich zugängliches Material zu digitalisieren und einer breiten Masse zugänglich zu machen. Öffentlich zugängliche Bücher gehören der Öffentlichkeit, und wir sind nur ihre Hüter. Nichtsdestotrotz ist diese Arbeit kostspielig. Um diese Ressource weiterhin zur Verfügung stellen zu können, haben wir Schritte unternommen, um den Missbrauch durch kommerzielle Parteien zu verhindern. Dazu gehören technische Einschränkungen für automatisierte Abfragen.

Wir bitten Sie um Einhaltung folgender Richtlinien:

+ *Nutzung der Dateien zu nichtkommerziellen Zwecken* Wir haben Google Buchsuche für Endanwender konzipiert und möchten, dass Sie diese Dateien nur für persönliche, nichtkommerzielle Zwecke verwenden.

+ *Keine automatisierten Abfragen* Senden Sie keine automatisierten Abfragen irgendwelcher Art an das Google-System. Wenn Sie Recherchen über maschinelle Übersetzung, optische Zeichenerkennung oder andere Bereiche durchführen, in denen der Zugang zu Text in großen Mengen nützlich ist, wenden Sie sich bitte an uns. Wir fördern die Nutzung des öffentlich zugänglichen Materials für diese Zwecke und können Ihnen unter Umständen helfen.

+ *Beibehaltung von Google-Markenelementen* Das "Wasserzeichen" von Google, das Sie in jeder Datei finden, ist wichtig zur Information über dieses Projekt und hilft den Anwendern weiteres Material über Google Buchsuche zu finden. Bitte entfernen Sie das Wasserzeichen nicht.

+ *Bewegen Sie sich innerhalb der Legalität* Unabhängig von Ihrem Verwendungszweck müssen Sie sich Ihrer Verantwortung bewusst sein, sicherzustellen, dass Ihre Nutzung legal ist. Gehen Sie nicht davon aus, dass ein Buch, das nach unserem Dafürhalten für Nutzer in den USA öffentlich zugänglich ist, auch für Nutzer in anderen Ländern öffentlich zugänglich ist. Ob ein Buch noch dem Urheberrecht unterliegt, ist von Land zu Land verschieden. Wir können keine Beratung leisten, ob eine bestimmte Nutzung eines bestimmten Buches gesetzlich zulässig ist. Gehen Sie nicht davon aus, dass das Erscheinen eines Buchs in Google Buchsuche bedeutet, dass es in jeder Form und überall auf der Welt verwendet werden kann. Eine Urheberrechtsverletzung kann schwerwiegende Folgen haben.

Über Google Buchsuche

Das Ziel von Google besteht darin, die weltweiten Informationen zu organisieren und allgemein nutzbar und zugänglich zu machen. Google Buchsuche hilft Lesern dabei, die Bücher dieser Welt zu entdecken, und unterstützt Autoren und Verleger dabei, neue Zielgruppen zu erreichen. Den gesamten Buchtext können Sie im Internet unter `http://books.google.com` durchsuchen.

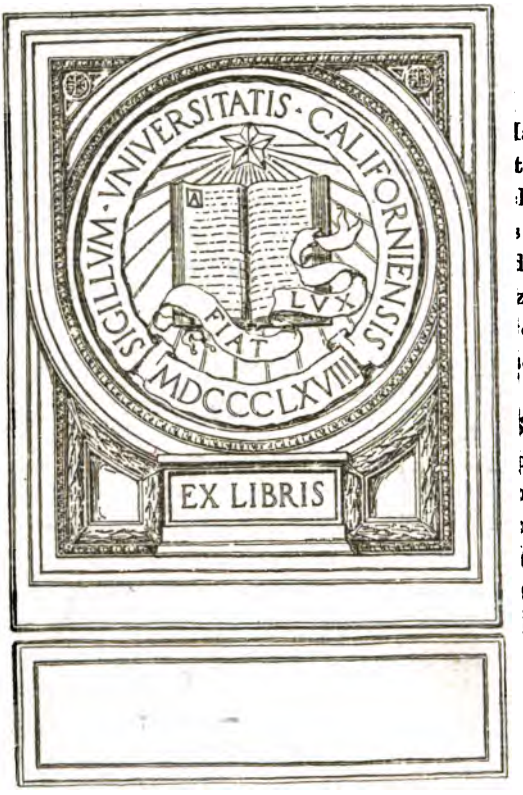
DIE WISSENSCHAFT
EINZELDARSTELLUNGEN AUS DER NATURWISSENSCHAFT UND DER TECHNIK · BD. 49

UC-NRLF
$B 24 510

H. M. KONEN

DAS LEUCHTEN DER GASE UND DÄMPFE

FRIEDR. VIEWEG & SOHN BRAUNSCHWEIG



In laterial an
Einzelt tionsvor-
gänge hiedensten
Gebiete s fehlte es
bisher lie Ergeb-
nisse z zugänglich
gemach orliegende
Monogı e über die
Gasemi geln für
die Ge pitze und
gruppie n, Zeeman-
effekt, nacht den
Beschlu ıg in die
Proble st den Er-
gebniss n worden.
Dabei v dem, was
als fest en bloßen
Hypoth

Br

Friedr. Vieweg & Sohn.

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig

Die Wissenschaft

Sammlung naturwissenschaftlicher und mathematischer Einzeldarstellungen

Die Entwicklung der einzelnen Wissenschaften zu verfolgen wird nur dann möglich sein, wenn in nicht zu langen Zwischenräumen übersichtliche Darstellungen über begrenzte Teile derselben erscheinen. Dadurch wird auch dem Spezialforscher ein Einblick in Nebengebiete eröffnet. Diesem Zwecke dienend, also nicht populär im gewöhnlichen Sinne des Wortes, entnehmen die Einzeldarstellungen der „Wissenschaft" ihren Stoff der Mathematik, den anorganischen und den organischen Naturwissenschaften und deren Anwendungen; auch Biographien von großen Gelehrten und historische Darstellungen einzelner Zeiträume hat sich die unter besonderer Mitwirkung von Prof. Dr. Gilhard Wiedemann-Erlangen erscheinende Sammlung zum Ziel gesetzt.

∴ Durch sämtliche Buchhandlungen zu beziehen ∴

15000. 12. 11.

Verzeichnis der Mitarbeiter

Dr. **Otto Freiherr von und zu Aufsess**, München	Heft 4
Prof. Dr. **K. Baedeker**, Jena	„ 35
Prof. Dr. **H. Baumhauer**, Freiburg i. Schweiz	„ 7
Prof. **V. Bjerknes**, Christiania	„ 28
Mme. **S. Curie**, Paris	„ 1
Prof. Dr. **B. Dessau**, Perugia	„ 33
Prof. Dr. **C. Doelter**, Graz	„ 13
Prof. Dr. **B. Donath**, Charlottenburg	„ 14
Dr. **Wilh. R. Eckardt**, Aachen	„ 31
Privatdozent Dr. **Edwin S. Faust**, Straßburg	„ 9
Prof. Dr. **Otto Fischer**, Leipzig	„ 18
Dr. **Otto Frölich**, Berlin	„ 5
Privatdozent Dr. **E. Gehrcke**, Berlin	„ 17
Prof. Dr. **F. E. Geinitz**, Rostock	„ 16
Prof. Dr. **Josef Ritter von Geitler**, Czernowitz	„ 6
Prof. Dr. **Sigm. Günther**, München	„ 37
Prof. Dr. **Hermann Gutzmann**, Berlin	„ 29
Prof. Dr. **G. Jäger**, Wien	„ 12
Prof. Dr. **Albert Jesionek**, Gießen	„ 32
Dr. phil. **Walter von Knebel**, Groß-Lichterfelde (†)	„ 15
Prof. Dr. **Hermann Kobold**, Kiel	„ 11
Prof. Dr. **Edm. König**, Sondershausen	„ 22
Prof. Dr. **J. P. Kuenen**, Leiden	„ 20
Prof. Dr. **A. Lampa**, Prag	„ 42
Privatdozent Dr. **M. Laue**, München	„ 38
Privatdozent Dr. **G. F. Lipps**, Leipzig	„ 10
Sir **Oliver Lodge**, Birmingham	„ 41
Prof. **H. Mache**, Wien	„ 30
Prof. Dr. **Joh. Bapt. Messerschmitt**, München	„ 27
Aloys Müller, Bonn	„ 36
Dr. **Rob. Pohl**, Berlin	„ 34
Prof. **E. Rutherford**, Montreal	„ 21
Privatdozent Dr. **Otto Sackur**, Breslau	„ 24
Prof. Dr. **K. Scheel**, Berlin	„ 36
Ingenieur **Fritz Schmidt**, Berlin	„ 40
Prof. Dr. **G. C. Schmidt**, Königsberg	„ 2
Prof. Dr. **Julius Schmidt**, Stuttgart	„ 26
Prof. **E. v. Schweidler**, Wien	„ 30
Prof. Dr. **J. J. Thomson**, Cambridge	„ 3 „ 26
Dr. **P. Vageler**, Königsberg i. Pr.	„ 25
Prof. Dr. **A. Wangerin**, Halle a. S.	„ 1
Prof. Dr. **A. Werner**, Zürich	„

(Weitere Hefte in Vorbereitung)

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig.

DIE WISSENSCHAFT.

Sammlung von Einzeldarstellungen aus den Gebieten der Naturwissenschaft und der Technik.

Bis jetzt erschienen:

1. Band: **Untersuchungen über die radioaktiven Substanzen** von **Mme. S. Curie.** Übersetzt und mit Literaturergänzungen versehen von **W. Kaufmann.** Dritte Auflage. Mit 14 Abbild. Preis ℳ 3,—, geb. ℳ 3,80.

2. Band: **Die Kathodenstrahlen** von Prof. Dr. **G. C. Schmidt.** Zweite verbesserte u. verm. Auflage. Mit 50 Abbild. Preis ℳ 3,—, geb. ℳ 3,60.

3. Band: **Elektrizität und Materie** von Prof. Dr. **J. J. Thomson.** Autorisierte Übersetzung von **G. Siebert.** Zweite verbesserte Auflage. Mit 21 Abbildungen. Preis ℳ 3,—, geb. ℳ 3,60.

4. Band: **Die physikalischen Eigenschaften der Seen** von Dr. **Otto Freiherr von und zu Aufsess.** Mit 36 Abbild. Preis ℳ 3,—, geb. ℳ 3,60.

5. Band: **Die Entwickelung der elektrischen Messungen** von Dr. **O. Frölich.** Mit 124 Abbild. Preis ℳ 6,—, geb. ℳ 6,80.

6. Band: **Elektromagnetische Schwingungen und Wellen** von Prof. Dr. **Josef Ritter v. Geitler.** Mit 86 Abbild. Preis ℳ 4,50, geb. ℳ 5,20.

7. Band: **Die neuere Entwickelung der Kristallographie** von Prof. Dr. **H. Baumhauer.** Mit 46 Abbild. Preis ℳ 4,—, geb. ℳ 4,60.

8. Band: **Neuere Anschauungen auf dem Gebiete der anorganischen Chemie** von Prof. Dr. **A. Werner.** Zweite durchgesehene und vermehrte Auflage. Preis ℳ 9,—, geb. ℳ 10,—.

9. Band: **Die tierischen Gifte** von Dr. **Edwin S. Faust.** Preis ℳ 6,—, geb. ℳ 6,80.

10. Band: **Die psychischen Maßmethoden** von Dr. **G. F. Lipps.** Mit 6 Abbild. Preis ℳ 3,50, geb. ℳ 4,10.

11. Band: **Der Bau des Fixsternsystems** von Prof. Dr. **Hermann Kobold.** Mit 19 Abbild. und 3 Tafeln. Preis ℳ 6,50, geb. ℳ 7,30.

12. Band: **Die Fortschritte der kinetischen Gastheorie** von Prof. Dr. **G. Jäger.** Mit 8 Abbild. Preis ℳ 3,50, geb. ℳ 4,10.

13. Band: **Petrogenesis** von Prof. Dr. **C. Doelter.** Mit 1 Lichtdrucktafel und 5 Abbild. Preis ℳ 7,—, geb. ℳ 7,80.

14. Band: **Die Grundlagen der Farbenphotographie** von Dr. **B. Donath.** Mit 35 Abbild. u. 1 farb. Ausschlagtafel. Preis ℳ 5,—, geb. ℳ 5,80.

15. Band: **Höhlenkunde** mit Berücksichtigung d. Karstphänomene von Dr. phil. **Walther von Knebel.** Mit 42 Abbild. Preis ℳ 5,50, geb. ℳ 6,30.

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig.

DIE WISSENSCHAFT

Sammlung von Einzeldarstellungen aus den Gebieten der Naturwissenschaft und der Technik.

16. Band: **Die Eiszeit** von Prof. Dr. **F. E. Geinitz.** Mit 25 Abbild., 3 farbigen Tafeln und einer Tabelle. Preis ℳ 7,—, geb. ℳ 7,80.

17. Band: **Die Anwendung der Interferenzen** in der Spektroskopie u. Metrologie von Dr. **E. Gehrcke.** Mit 73 Abbild. Preis ℳ 5,50, geb. ℳ 6,20.

18. Band: **Kinematik organischer Gelenke** von Prof. Dr. **Otto Fischer.** Mit 77 Abbild. Preis ℳ 8,—, geb. ℳ 9,—.

19. Band: **Franz Neumann und sein Wirken als Forscher und Lehrer** von Prof. Dr. **A. Wangerin.** Mit einer Textfigur und einem Bildnis Neumanns in Heliogravüre. Preis ℳ 5,50, geb. ℳ 6,20.

20. Band: **Die Zustandsgleichung der Gase u. Flüssigkeiten u. die Kontinuitätstheorie** v. Prof. Dr. **J. P. Kuenen.** Mit 9 Abb. Preis ℳ 6,50, geb. ℳ 7,10.

21. Band: **Radioaktive Umwandlungen** von Prof. **E. Rutherford.** Übersetzt von **M. Levin.** Mit 53 Abbild. Preis ℳ 8,—, geb. ℳ 8,60.

22. Band: **Kant und die Naturwissenschaft** von Prof. Dr. **Edm. König.** Preis geh. ℳ 6,—, geb. ℳ 7,—.

23. Band: **Synthetisch-organische Chemie d. Neuzeit** von Prof. Dr. **Jul. Schmidt.** Preis ℳ 5,50, geb. ℳ 6,20.

24. Band: **Die chemische Affinität und ihre Messung** von Dr. **Otto Sackur.** Mit 5 Abbildungen im Text. Preis ℳ 4,—, geb. ℳ 4,80.

25. Band: **Die Korpuskulartheorie der Materie** von Prof. Dr. **J. J. Thomson.** Deutsch von G. Siebert. Mit 29 Abbild. Preis ℳ 5,—, geb. ℳ 5,80.

26. Band: **Die Bindung des atmosphärischen Stickstoffs in Natur und Technik** von Dr. **P. Vageler.** Mit 16 Abbildungen im Text und auf 5 Tafeln. Preis ℳ 4,50, geb. ℳ 5,20.

27. Band: **Die Schwerebestimmung an der Erdoberfläche** von Prof. Dr. **Joh. Bapt. Messerschmitt.** Mit 25 Abbildungen. Preis ℳ 5,—, geb. ℳ 5,80.

28. Band: **Die Kraftfelder** von Prof. Dr. **V. Bjerknes.** Mit 29 Abbildungen. Preis ℳ 7,—, geb. ℳ 7,80.

29. Band: **Physiologie der Stimme und Sprache** von Prof. Dr. **Hermann Gutzmann.** Mit 92 Abbildungen im Text und auf 2 Tafeln, zum Teil in Farbendruck. Preis geh. ℳ 8,—, geb. ℳ. 9,—.

30. Band: **Die atmosphärische Elektrizität.** Methoden und Ergebnisse der modernen luftelektrischen Forschung von Prof. **H. Mache** und Prof. **E. v. Schweidler.** Mit 20 Abbildungen. Preis ℳ 6,—, geb. ℳ 6,80.

31. Band: **Das Klimaproblem der geologischen Vergangenheit und historischen Gegenwart** von Dr. **Wilh. R. Eckardt.** Mit 18 Abbildungen und 4 Karten. Preis ℳ 6,50, geb. ℳ 7,10.

UNIV. OF
CALIFORNIA

DIE WISSENSCHAFT

SAMMLUNG VON EINZELDARSTELLUNGEN AUS DEN GEBIETEN DER NATURWISSENSCHAFT UND DER TECHNIK

BAND 49

HEINRICH KONEN

DAS LEUCHTEN DER GASE UND DÄMPFE

BRAUNSCHWEIG

DRUCK UND VERLAG VON FRIEDR. VIEWEG & SOHN

1913

DAS LEUCHTEN DER GASE UND DÄMPFE

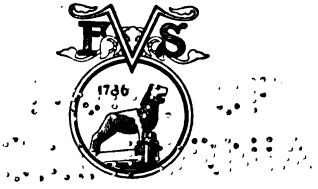
MIT BESONDERER BERÜCKSICHTIGUNG
DER GESETZMÄSSIGKEITEN IN SPEKTREN

VON

DR. HEINRICH KONEN

A. O. PROFESSOR DER PHYSIK
AN DER WESTFÄLISCHEN WILHELMS-UNIVERSITÄT IN MÜNSTER

MIT 33 TEXTABBILDUNGEN UND 1 TAFEL



BRAUNSCHWEIG
DRUCK UND VERLAG VON FRIEDR. VIEWEG & SOHN
1913

C2454
K6

Alle Rechte,
namentlich dasjenige der Übersetzung in fremde Sprachen, vorbehalten.

Copyright, 1913, by Friedr. Vieweg & Sohn,
Braunschweig, Germany.

UNIV. OF
CALIFORNIA

VORWORT.

Der Titel der vorliegenden Nummer der Sammlung „Die Wissenschaft“ verspricht vielleicht mehr, als der Inhalt bringt. Denn eine einheitliche und umfassende Darstellung der bekannten Tatsachen des Leuchtens der Gase und Dämpfe ist heute noch nicht möglich. Auf der einen Seite hat sich bisher noch keine der mannigfaltigen Hypothesen über den Leuchtmechanismus als verträglich mit den Tatsachen und geeignet zu quantitativen Voraussagen erwiesen; andererseits ist die Menge der bekannten Einzelergebnisse so ungeheuer, daß eine vollständige Wiedergabe auf beschränktem Raume ausgeschlossen ist. Der Zustand der Spektroskopie kann im Augenblicke verglichen werden mit demjenigen der Biologie vor Darwin. So habe ich lange gezögert, meine Zusage an die Verlagsbuchhandlung einzulösen und diese Monographie fertigzustellen. Ich habe indes schließlich geglaubt, meine Bedenken unterdrücken zu müssen, da sich mir immer mehr die Überzeugung aufdrängte, daß wir sobald noch nicht auf eine Umwälzung rechnen dürfen, gleich derjenigen, die die schöpferische Idee Darwins in der Biologie hervorgebracht hat, sondern daß es bis dahin noch langer und geduldigster Einzelarbeit bedürfen wird. Dazu weist in der Tat die vorhandene Literatur eine Lücke auf. Neben dem sechsbändigen Handbuche der Spektroskopie von H. Kayser existieren entweder nur ganz kurze Darstellungen des Gegenstandes in Lehrbüchern oder Schriften, die der Ausspinnung

283823

von Hypothesen gewidmet sind. Ich habe daher versucht, ein so objektives Bild unserer gegenwärtigen Kenntnisse vom Leuchten der Gase und Dämpfe zu entwerfen, wie es einem einzelnen überhaupt möglich ist. Dabei mußte ich den sichersten und exaktesten Teil unserer Kenntnisse, die Gesetzmäßigkeiten in Linien- und Bandenspektren an die Spitze stellen, wie das auch im Titel dieses Buches angedeutet ist. Durch reichliche Angabe von Beispielen und Tabellen soll der Leser in den Stand gesetzt werden, sich selbst ein Urteil über die geschilderten Gesetze und die Grenzen ihrer Genauigkeit zu bilden.

Die übrigen Kapitel mußten vor diesem Hauptkapitel zurücktreten. Es war zunächst nicht möglich, der Mannigfaltigkeit und dem Wechsel der Spektralerscheinungen ganz gerecht zu werden. Dies kann auch kaum durch Worte allein geschehen, sondern nur vermittelst eines reichen Materials an Tafeln und Tabellen. Die Tafel, die man am Schlusse dieses Werkchens findet, verdanke ich der Liebenswürdigkeit der Herren J. M. Eder und E. Valenta. Sie ist mit Erlaubnis der k. k. Akademie der Wissenschaften in Wien dem Werke: Atlas typischer Spektren (Wien 1911, bei Hölder) entnommen, gibt freilich, da in Autotypie ausgeführt, nur einen unvollkommenen Begriff von der Schönheit der Originaltafeln. Ich darf nicht verfehlen, der k. k. Akademie und den genannten Herren auch an dieser Stelle für die Überlassung der Tafeln meinen Dank auszusprechen. Die übrigen Abbildungen sind, wo nicht anders bemerkt, nach eigenen Aufnahmen gefertigt. Doch konnten hier nur Proben gegeben werden. Für weitere Bilder sei der Leser auf das schon genannte ausgezeichnete Werk, ferner auf die „Beiträge der Photochemie und Spektralanalyse“ derselben Verfasser sowie auf den „Atlas der Emissionsspektren“ von A. Hagenbach und H. Konen (Jena 1905, bei Fischer) verwiesen.

Auch bezüglich der angeführten Einzeltatsachen und erst recht bezüglich der Literatur habe ich eine sehr beschränkte Auswahl treffen müssen. Der Leser findet vollständige Angaben in den Bänden des schon genannten Handbuches der Spektroskopie von H. Kayser (Leipzig, 1900 bis 1912), an denen ich selbst mit gearbeitet habe. Im allgemeinen nenne ich hier nur die Literatur, die seit der Ausgabe der früheren Bände dieses Werkes erschienen ist, also namentlich die seit Fertigstellung des zweiten Bandes ausgeführten Untersuchungen. Die seit Beginn des Druckes, also Ende 1912 erschienenen Arbeiten habe ich nach Möglichkeit noch berücksichtigt.

Der mit dem Stoff vertraute Leser wird bemerken, daß ich an vielen Stellen, ohne dies besonders hervorzuheben, Neues bringe. In allen anderen Fällen kann ich mich wenigstens auf eigene Anschauung stützen. Denn es befindet sich keines unter den in diesem Buche genannten Spektren, das ich nicht aus eigener Erfahrung kenne, und dasselbe trifft auf die meisten genannten Versuche zu.

Zu kritischen Auseinandersetzungen war hier kein Raum. Der Plan der Sammlung, in der diese Monographie erscheint, erfordert die Darstellung desjenigen, was als einigermaßen gesicherter Besitz der Wissenschaft bezeichnet werden kann. So habe ich Hypothesen nur kurz behandelt und alles, was ich für zweifelhaft oder wertlos halte, mit Schweigen übergangen. Allerdings mußte auch manches lediglich deshalb unberücksichtigt bleiben, weil der Raum fehlte.

Herr Geh.-Rat Kayser in Bonn war so freundlich, eine Korrektur mit zu lesen. Es sei ihm dafür auch an dieser Stelle herzlich gedankt.

Münster i. W., Mai 1913.

H. Konen.

INHALTSVERZEICHNIS.

Seite

Vorwort V
Inhaltsverzeichnis IX
§ 1. Einleitung 1

Erster Teil. Allgemeines über Gasspektra.

1. Methoden zur Untersuchung und Erregung des Leuchtens.

§ 2. Allgemeines über Emission 3
§ 3. Erhitzung in Gefäßen 4
§ 4. Flammen 6
§ 5. Über die Vorgänge in Flammen 10
§ 6. Elektrische Methoden. Bogenentladung 10
§ 7. Funkenentladung 13
§ 8. Geißlerröhren 15
§ 9. Kathoden-, Kanal-, Anodenstrahlen 17
§ 10. Resonanzstrahlung 18
§ 11. Absorption der Gase. Kirchhoffsches Gesetz 19
§ 12. Umkehrung 22
§ 13. Anomale Dispersion und Diffusion 24

2. Beschreibung der Spektra.

§ 14. Die Wellenlängen 25
§ 15. Intensität der Linien 29
§ 16. Linientypen 31
§ 17. Absorptionslinien 34

Seite

§ 18. Feinstruktur 34
§ 19. Intensitätsverteilung im Spektrum 36
§ 20. Weitere Charakteristik der Linien 39
§ 21. Typen von Gasspektren 40

3. Konstanz und Veränderlichkeit der Spektra. Mehrfache Spektra. Verbindungsspektra.

§ 22. Konstanz der Spektra, Spektralanalyse 43
§ 23. Änderungen der Spektra, allgemeine 44
§ 24. Mehrfache Spektra 45
§ 25. Verbindungsspektra 46
§ 26. Veränderliche Liniengruppen 47
§ 27. Veränderlichkeit der Einzellinien, Verbreiterung 48
§ 28. Relative Intensitätsänderungen 50
§ 29. Umkehrungserscheinungen 52
§ 30. Zeemaneffekt 54
§ 31. Druckverschiebung 55
§ 32. Spezielle Spektroskopie 57
§ 33. „Bogen-“, „Funken-“ und Flammenspektra 57

Zweiter Teil. Gesetzmäßigkeiten in Spektren.

1. Allgemeines.

§ 34. Natur der Gesetzmäßigkeiten. Allgemeines 59
§ 35. Gesetzmäßigkeiten im engeren Sinne 61
§ 36. Allgemeine Regeln 62
§ 37. Bemerkungen dazu 62
§ 38. Allgemeine Bewertung 64

2. Gesetzmäßigkeiten in Linienspektren.

§ 39. Allgemeiner Typus der Serien 65
§ 40. Serien im engeren Sinne 67
§ 41. Serienformeln, Allgemeines 68
§ 42. Serienformeln, Bezeichnungen 69
§ 43. Spezielle Serienformeln 71
§ 44. Vergleich der Serienformeln mit der Balmerschen und unter sich 74

Seite

§ 45. Die Konstanten: N oder B 78
§ 46. Die Konstante A 80
§ 47. Die dritte Konstante, Vorzeichen, die ganze Zahl 81
§ 48. Berechnung der Serienkonstanten 85
§ 49. Graphische Darstellung 86
§ 50. Genauigkeit der Formeln: lange Serien 87
§ 51. Dasselbe, abnorme Serien 90
§ 52. Elemente mit Serien 92
§ 53. Parallele und konvergente Serien, gekoppelte Serien . . . 94
§ 54. Nebenserien 95
§ 55. Hauptserien 98
§ 56. Unterscheidung und Bezeichnung der Serien 102
§ 57. Seriensysteme, deren Kriterien; Regel 1 104
§ 58. Regel 2, 3, 4, deren Prüfung 105
§ 59. Regel 5 (Rydberg-Schuster), Formulierung 107
§ 60. Numerische Prüfung 110
§ 61. Fortsetzung, andere Elemente 112
§ 62. Folgerungen aus Regel 5, Schema für drei Seriensysteme . 114
§ 63. Bezeichnungen verschiedener Autoren 116
§ 64. Die hier benutzte Bezeichnung 119
§ 65. Wahl der Ordnungszahl 120
§ 66. Die B-Serien 123
§ 67. Spektrum mit mehreren Systemen 125
§ 68. Nichtserienlinien, Kombinationsprinzip nach Ritz 127
§ 69. Kombinationsprinzip nach Paschen 130
§ 70. Dasselbe bei anderen Autoren 132
§ 71. Prüfung der Kombinationsregeln 135
§ 72. Beispiel: Natrium 136
§ 73. Die bei Na übrigbleibenden Linien 142
§ 74. Die Intensität der beobachteten Linien 144
§ 75. Tabellen der beobachteten Serienlinien 145
§ 76. Tabellen der beobachteten Kombinationslinien, Gruppe $VD(n) - VD(m)$ 151
§ 77. Andere Kombinationen 165
§ 78. Die Verteilung der Kombinationslinien 165
§ 79. Die Eindeutigkeit des Kombinationsprinzips 171
§ 80. Beispiel: Kombinationslinien des Zinks 173
§ 81. Rückblick 177
§ 82. Andere Deutungen des Kombinationsprinzips 178
§ 83. Beziehungen zwischen Linienspektren, Allgemeines; Zahl der Linien 180
§ 84. Lage der Serien bei verschiedenen Elementen 181

Seite

§ 85. Die Anordnung der Serienterme 183
§ 86. Beziehungen der Serienkonstanten zu Atomgewicht 187
§ 87. Weitere Ansätze 188
§ 88. Beziehungen zum Atomvolumen 192
§ 89. Andere theoretische Beziehungen 195
§ 90. Das Verhalten der Spektra ohne Serien 196
§ 91. Andere Gesetzmäßigkeiten 197

3. Gesetzmäßigkeiten in Bandenspektren.

§ 92. Allgemeines 199
§ 93. Vorkommen der Bandenspektra im System 201
§ 94. Typische Bandenspektra, Banden, Kanten, kannelierte Spektra, Linienserien 201
§ 95. Weitere Beispiele, Serien von Banden 206
§ 96. Weitere Beispiele, Eigenschaften der Kanten 207
§ 97. Weitere Beispiele, Intensitätsverteilung 211
§ 98. Drei Arten von Bandenspektren 212
§ 99. Regeln für den Bau der Bandenspektra, Serienformeln . 214
§ 100. Graphische Darstellung der Serien, Vergleiche 221
§ 101. Verschiedene Serien desselben Spektrums, Kantenserien . 222
§ 102. Vergleich der verschiedenen Regeln 224
§ 103. Verschiedene Deutungen der Deslandresschen Regeln . 226
§ 104. Vergleich mit den Beobachtungen, Allgemeines 228
§ 105. Wasserstoff und seine Verbindungen 229
§ 106. Gruppe der Alkalien 230
§ 107. Kupfer, Silber, Gold 232
§ 108. Gruppe der Erdalkalien 235
§ 109. Verbindungsspektra in dieser Gruppe 238
§ 110. Zink, Cadmium, Quecksilber 242
§ 111. Die Gruppe des Bors 243
§ 112. Bandenspektra des Kohlenstoffs und seiner Verbindungen 245
§ 113. Fortsetzung: Bandenspektrum des Cyans 249
§ 114. Fortsetzung: Bandenspektrum des Kohlenoxyds 253
§ 115. Fortsetzung: Bandenspektra von Kohlenwasserstoffen . . 255
§ 116. Die anderen Elemente der vierten Kolumne 258
§ 117. Bandenspektra des Stickstoffs 261
§ 118. Die anderen Elemente der fünften Kolumne 264
§ 119. Gruppe des Sauerstoffs 265
§ 120. Gruppe der Haloide 268
§ 121. Die übrigen Elemente des Systems 269
§ 122. Zusammenfassung 270

Seite

§ 123. Verbindungsspektra, Allgemeines 273
§ 124. Verbindungsspektra, spezielle Ergebnisse 275
§ 125. Kontinuierliche Gasspektra 278

4. Eigenschaften der Spektra in Beziehung zu ihrem Bau.

§ 126. Vorbemerkungen 278
§ 127. Aussehen und Intensität der Linien 279
§ 128. Feinstruktur 280
§ 129. Magnetoptische Effekte, Zeemaneffekt 283
§ 130. Spezielles zum Zeemaneffekt 288
§ 131. Inverser Zeemaneffekt, Doppelbrechung, Rotationspolarisation 291
§ 132. Absorption und Dispersion, Absorption speziell 295
§ 133. Dichte, Druck und Fremdgase 297
§ 134. Aussehen der Linien mit Rücksicht auf Absorption . . . 299
§ 135. Absorption und Emission 300
§ 136. Anomale Dispersion, Dämpfung, Linienbreite 303
§ 137. Anomale Dispersion, speziell, Schlüsse 306
§ 138. Einfluß des Druckes auf die Wellenlänge 310
§ 139. Veränderlichkeit der Bandenspektra 313
§ 140. Dopplereffekt an Kanal- und Anodenstrahlen 318
§ 141. Dopplereffekt speziell 321
§ 142. Zusammenfassung 323
§ 143. Resonanzstrahlung 325
§ 144. Verschiedene räumliche Verteilung der Emission: Flammen, Bogen, Funken, Geißlerröhren 327
§ 145. Zeitliche Verschiedenheit der Emission: Einfluß der Selbstinduktion 334
§ 146. Weitere Beziehungen 338

Dritter Teil. Zur Theorie des Leuchtens der Gase.

§ 147. Allgemeines. Gibt es eine Theorie? 339
§ 148. Aufgaben der Theorie 341
§ 149. Der Emissionsmechanismus 342
§ 150. Theorie der Serienspektra, Allgemeines 345
§ 151. Anforderungen an die Theorie 345
§ 152. Zwei Arten von Theorien 347

Seite
§ 153. Elektronenbilder, Allgemeines 353
§ 154. Ringe von Elektronen 354
§ 155. Zusammenfassung. Berechnungen von Nicholson . . . 358
§ 156. Die Ritzsche Theorie 360
§ 157. Schlußbetrachtung 365

Anmerkungen 367
Namenregister 374
Sachregister 378

CALIFORNIA

Einleitung.

§ 1. Wenn es auch möglich ist, alle Übergänge zwischen dem Leuchten der Gase und Dämpfe und demjenigen der festen Körper herzustellen, so besteht doch im allgemeinen ein fundamentaler Unterschied zwischen beiden: Das Licht der glühenden festen Körper ist mehr oder weniger weißes Licht. Es besitzt ein kontinuierliches Spektrum. Das Licht der Gase und Dämpfe ist dagegen aus einzelnen Farben zusammengesetzt, deren jede nur einen geringen Bereich von Wellenlängen umfaßt, und die man wegen ihres Aussehens bei der üblichen Zerlegung des Lichtes in einem Spektralapparat Linien nennt. Diese Linien können sehr zahlreich sein. Sie können sich auch unter Umständen so stark verbreitern, daß sie kleinen Stücken eines kontinuierlichen Spektrums ähnlich sehen. In der Regel folgen sie einander aber nicht lückenlos. Die Gasspektra sind daher diskontinuierlich. Weiter hat die neuere Forschung ergeben, daß die Strahlung der meisten festen Körper ihrer Intensität und Beschaffenheit nach ausschließlich von der Temperatur der glühenden Körper abhängt und durch einfache Gesetze mit derselben verknüpft ist. Man kann sagen: die Strahlung der festen Körper ist in der Regel eine Temperaturstrahlung. Im Gegensatz hierzu ist die direkt gemessene Temperatur der leuchtenden Gase und Dämpfe nur in einzelnen Fällen, ja nach der Ansicht mancher Physiker überhaupt nicht unmittelbar für die Intensität und die Beschaffenheit des ausgesandten Lichtes maßgebend; ein zahlenmäßiger Zusammenhang zwischen der Temperatur im gewöhnlichen Sinne und der Quantität des ausgestrahlten Lichtes hat sich für Gase bis jetzt nicht nachweisen lassen. Man kann daher das Leuchten der Gase im allgemeinen als eine Lumineszenzstrahlung bezeichnen. Die Unterschiede der beiden Strahlungsarten sind damit nicht erschöpft. Zwischen den Strahlungen der verschiedenen festen Körper bei gleicher Temperatur bestehen freilich auch gewisse

Unterschiede. Allein diese betreffen ausschließlich die Intensitätsverteilung innerhalb des kontinuierlichen Spektrums des ausgesandten Lichtes, sowie dessen absolute Stärke; sie hängen weniger von der chemischen Natur als von der zufälligen Beschaffenheit der Oberfläche und Gestalt der Körper ab und können, soweit die bisherigen Untersuchungen reichen, nicht mit Sicherheit zur Erkennung der leuchtenden Substanzen verwendet werden. Auf der anderen Seite ist das Leuchten der Gase und Dämpfe für diese charakteristisch. Aus einer einzigen Linie eines Spektrums kann man, vorausgesetzt, daß sie genau genug gemessen ist, in der Regel mit Sicherheit auf einen bestimmten chemischen Körper, sei es ein Element oder eine Verbindung, schließen. Eine Änderung der Konstitution des leuchtenden Gases bedingt eine Änderung des Spektrums. Es ist im allgemeinen daher nur auf Grund des Leuchtens gasförmiger Substanzen, nicht jedoch fester Körper oder Flüssigkeiten, eine Spektralanalyse möglich.

Nach dem Gesagten leuchtet ein, daß die Strahlung der Gase und Dämpfe eng mit der Struktur der emittierenden Moleküle, Atome oder Ionen, oder wie man auch die kleinsten Teilchen der strahlenden Körper nennen will, verknüpft ist. Der Zusammenhang mit der chemischen Beschaffenheit hat zur Folge, daß es zum Verständnis der Leuchtvorgänge in Gasen notwendig ist, sich auf den Standpunkt der Atomistik zu stellen. Damit wird zugleich die ungeheuere Mannigfaltigkeit der Erscheinungen der Gasemission begreiflich. Der Bau, die Änderungen, das Auftreten der Gasspektra geben uns Aufschlüsse über den Bau und die Vorgänge in den kleinsten Teilen der Materie. Auf der anderen Seite erkennt man aber zugleich, daß ein volles Verständnis der Leuchtvorgänge in Gasen sowohl die Kenntnis der Natur der Materie wie der Natur des Lichtes zur Voraussetzung hat, und daß daher ein großes Stück dieser beiden Probleme — vielleicht bilden sie nur ein einziges — in der Frage nach dem Leuchten der Gase und Dämpfe enthalten ist. So kommt es, daß jeder Versuch, die Tatsachen der Gasemission in einer Theorie zusammenzufassen, auf die größten Schwierigkeiten stößt, und es kann nicht überraschen, daß sich kaum eine Hypothese gleichmäßig brauchbar erweist. Wir wollen daher zunächst ganz davon absehen, eine bestimmte Vorstellung über die Vorgänge beim Leuchten der Gase zugrunde zu legen.

Erster Teil.

Allgemeines über Gasspektra.

1. Methoden zur Untersuchung und Erregung des Leuchtens.

§ 2. Zur Untersuchung des Leuchtens der Gase bieten sich zwei Wege. Man kann entweder die ganze Strahlung einer bestimmten Gasmasse untersuchen, z. B. indem man sie von einem schwarzen Körper absorbieren läßt und dadurch in Wärme verwandelt. Die so erhaltene Wärmemenge liefert ersichtlich ein Maß für die unter gegebenen Umständen in einer gewissen Zeit und gegen eine gewisse Fläche abgegebene strahlende Energie. Wir können sagen, wir messen die Gesamtstrahlung des betreffenden Gases. Wir können auch einen gewissen Teil der Gesamtstrahlung messen, entweder, indem wir in den Gang der Strahlen noch Mittel einschalten, die nur einen Teil derselben, beispielsweise die ultraroten oder ultravioletten Strahlen, durchlassen, oder, was auf dasselbe herauskommt, indem wir die Strahlen auf einem Körper auffangen, der nur Teile derselben verschluckt. In der Tat sind in dieser Weise einige Untersuchungen ausgeführt worden, von denen nur diejenigen von Ångström[1]) genannt sein mögen.

Der zweite Weg besteht darin, durch einen Spektralapparat, gleichviel, ob er mit Prismen, einem Gitter oder Interferenzapparaten ausgestattet ist, ein Spektrum der leuchtenden Gase zu entwerfen. Je nach dem Zwecke, den man verfolgt, benutzt man eine andere Versuchsanordnung. Will man Wellenlängen messen, so photographiert man etwa das betreffende Spektrum. Will man Intensitäten von Linien vergleichen, so schaltet man ein Photometer ein oder man mißt die Strahlung mit einer Thermosäule oder einem Bolometer. In jedem Falle ist es jedoch erforderlich, das ganze Spektrum zu untersuchen. Man muß also neben den

dem Auge sichtbaren Strahlen auch die ultravioletten und die ultraroten Strahlen in Betracht ziehen. Wie weit sich diese in einem gegebenen Falle erstrecken, hängt außer von der Lichtquelle noch von dem Apparat und den Nebenumständen, z. B. der umgebenden Atmosphäre, ab. Da die Luft bei Atmosphärendruck alle Strahlen von einer Wellenlänge kleiner als 1800 Å.-E. (Ångströmeinheiten = Zehnmilliontel Millimeter) absorbiert, so hören unter gewöhnlichen Umständen alle Spektra äußerstenfalls bei dieser Grenze auf. Wie V. Schumann zuerst gezeigt hat, erstrecken sich jedoch sehr viele Spektra bei passender Untersuchungsmethode noch bis zu weit kleineren Wellenlängen.

Nach langen Wellen hin wird praktisch die Grenze meistens durch die Absorption in den benutzten Prismen oder die Lichtschwäche der Spektra gesetzt. Die längsten Wärmewellen sind bisher von H. Rubens und R. W. Wood und O. v. Baeyer[2]) gemessen worden und beim Quecksilberdampf von der Größenordnung 0,31 mm. Da nun in verschiedenen Spektralgebieten die Methoden der Untersuchung verschieden sind — bald herrscht die photographische Platte, bald die Thermosäule, bald das Auge vor —, so ist die vollständige Untersuchung eines Gasspektrums nicht ganz einfach. Es ist daher nicht zu verwundern, daß erst eine verhältnismäßig kleine Anzahl von Gasspektren über ihren ganzen Bereich bekannt, und daß namentlich in den Grenzbezirken das Beobachtungsmaterial noch recht spärlich ist.

Im folgenden wollen wir voraussetzen, daß die Untersuchung des Leuchtens des betreffenden Gases nach der zweiten besprochenen Art, d. h. an Hand eines Spektrums vorgenommen werde. Nähere Einzelheiten über die praktische Benutzung der Spektralapparate zu diesem Zwecke übergehen wir[3]). Dagegen empfiehlt es sich, einen Blick auf die verschiedenen Methoden zur Leuchterregung der Gase zu werfen.

§ 3. Zunächst kann man ein Gas oder einen Dampf in ein Gefäß einschließen und das Gefäß von außen erhitzen, ähnlich, wie man einen festen Körper erhitzt. Da man im allgemeinen hohe Temperaturen verwenden und zugleich das Licht aus dem Inneren des Gefäßes nach außen gelangen lassen muß, so bietet die Wahl der Gefäße einige Schwierigkeiten. Man benutzt in vielen Fällen vorteilhaft Röhren oder Kolben aus geschmolzenem Quarz, die

Temperaturen bis 2000° und zugleich erhebliche Druckdifferenzen zwischen der Füllung und der umgebenden Atmosphäre aushalten. In anderen Fällen benutzt man Röhren aus Porzellan, Metall oder Graphit, die an den Enden dann durch aufgekittete Glas- oder Quarzplatten verschlossen werden müssen. Die Quarzröhren erhitzt man meist direkt durch ein Gebläse, in Öfen oder in einem Luftbad. Zur Erhitzung der Röhrengefäße erweist sich der elektrische Strom besonders bequem. Man wendet ihn entweder in der Weise an, daß man das Rohr direkt als Widerstand benutzt und es durch einen starken Strom auf hohe Temperatur bringt[1]), oder man umgibt das Rohr noch mit einer besonderen, aus Widerstandsdraht oder Platinfolie gebildeten Heizspirale. Ein anderes Verfahren ist auch, gegen ein Rohr aus Kohle von außen einen oder mehrere elektrische Lichtbogen brennen zu lassen und so das Rohr auf Weißglut zu erhitzen. Gegenüber den Quarzröhren haben diese Öfen, wie wir sie nennen können, den Vorteil der bequemeren Heizung und vielseitigeren Verwendbarkeit, dagegen hält es schwer, schon wegen der Glasplatten an den Enden, sie so gleichmäßig wie Quarzröhren zu erhitzen, und es ist auch nicht so leicht, die Röhren von Spuren von Verunreinigungen fern zu halten. In den beschriebenen Apparaten kann man nun Gase, Dämpfe von Flüssigkeiten oder auch Dämpfe von festen Körpern untersuchen, das letztere dann, wenn die Temperatur des Gefäßes hoch genug steigt, damit eine genügende Verdampfung eintritt. Der Versuch zeigt, daß die verschiedenen Körper, in dieser Weise der Wirkung der Temperatur ausgesetzt, sich sehr verschieden verhalten. Nachweisbares Leuchten tritt fast nur bei solchen Gasen oder Dämpfen auf, die schon bei gewöhnlicher Temperatur mehr oder minder breite, doch starke Absorptionsbereiche im Spektrum besitzen. In vielen Fällen macht sich dies schon durch eine lebhafte Färbung der Dämpfe bemerkbar. So leuchten die Dämpfe von Jod, Brom, Arsen, Schwefel, Selen, Antimon und anderen Metalloiden, wenn sie in abgeschlossenen Gefäßen erhitzt werden, und senden dabei ein charakteristisches Spektrum aus. Besonders schön läßt sich der Versuch mit Jod zeigen, wenn man ein in eine enge Kapillare ausgezogenes Quarzrohr in einem Gebläse zur Weißglut erhitzt[2]) und so viel Jod hineinbringt, daß ein hoher Dampfdruck im Inneren herrscht. Allein auch die Dämpfe der meisten Metalle sind nicht ausgenommen. So zeigen die Dämpfe der Alkalimetalle

nach Auspumpen der Luft oder in Wasserstoffatmosphäre etwa im elektrischen Ofen erhitzt ein charakteristisches Linienspektrum, und nicht anders ist es mit Thallium [3]), Calcium, Magnesium, Eisen, Vanadium und zahlreichen anderen Elementen. Dasselbe gilt auch von manchen Verbindungen, vorausgesetzt, daß sie bei der erforderlichen hohen Temperatur nicht zerfallen. Beispiele sind hier u. a. die Oxyde und Fluoride von Calcium, Barium und Strontium, Wasserdampf, Kohlensäure.

Freilich lassen sich nicht alle Elemente auf dem angegebenen Wege zum Leuchten erregen, wenigstens ist dies bei vielen bisher nicht geglückt oder nicht sicher nachgewiesen. Es ist hier besonders eine Reihe gasförmiger Elemente zu nennen: Stickstoff, Sauerstoff, Helium, Wasserstoff leuchten anscheinend nicht. Ob sich freilich nicht vielleicht doch im Ultrarot oder Ultraviolett eine Strahlung nachweisen ließe, bleibt erst festzustellen.

Während nun vielfach die Meinung herrscht, daß das Ausbleiben des Leuchtens bei den genannten Gasen lediglich eine Folge davon sei, daß man die Temperatur und die Dichte derselben in den benutzten Gefäßen nicht hoch genug steigern könne, erblickt eine andere, zuerst von Hittorf vertretene Auffassung in dem Verhalten der letztgenannten Körper die Regel und in dem Verhalten der übrigen die Ausnahme. Man schließt, daß die Temperatur allein nicht für das Leuchten der Gase maßgebend sei, daß es vielmehr gewisse chemische oder Dissoziationsprozesse seien, durch die ein Gas erst leuchtfähig gemacht werden müsse. Man könne diese nie ganz ausschließen, und sie seien in allen zuerst genannten Fällen vorhanden. Bloße Wärmezufuhr bzw. Temperatursteigerung genüge nicht, wie bei den festen Körpern, um ein Gas zum Leuchten zu bringen. Wir wollen auf diese Streitfrage später zurückkommen. An dieser Stelle genügt es, festzustellen, daß es praktisch möglich ist, die meisten Gase und Dämpfe durch Erhitzen in geschlossenen Gefäßen zum Leuchten zu erregen.

§ 4. Die Annahme von chemischen Vorgängen liegt besonders nahe bei der Benutzung von Flammen, ohne daß jedoch als festgestellt gelten könnte, daß die chemischen Vorgänge für das Leuchten von Dämpfen in Flammen entscheidend sind und nicht etwa die Temperatur. In allen Fällen ist die benutzte hohe Temperatur jedoch das Resultat von chemischen Reaktionen. Man

kann in zweierlei Art verfahren. Entweder, man mengt das zu untersuchende Gas oder den zu untersuchenden Dampf irgend einer Flamme bei, die möglichst farblos sein muß, damit das Leuchten des untersuchten Körpers nicht von dem Eigenlicht der Flamme überstrahlt wird, oder man benutzt das Gas selbst zur Herstellung einer Flamme. Im ersten Falle kann man den zu untersuchenden Körper bereits gasförmig der Flamme zuführen oder man kann die Flamme selbst benutzen, um den Dampf aus einer festen Substanz, unter Umständen sogar durch Zersetzung einer chemischen Verbindung zu entwickeln.

Es gibt nur wenige Körper, die man auf diese Weise nicht zum Leuchten erregen könnte. Die meisten Elemente und viele ihrer Verbindungen können als Dampf oder Staub den Flammen beigemengt werden und verwandeln sich im letzten Falle in Dampf, der leuchtet. Freilich sind die Erscheinungen, die man dabei beobachtet, äußerst kompliziert.

Der einfachste Fall ist der, daß man eine Flamme mittels zweier Gase oder Dämpfe herstellt. Beispiele sind zunächst alle Flammen, in denen eine Verbrennung, d. h. eine Oxydation mit dem Sauerstoff der Luft stattfindet, eine Leuchtgasflamme, eine Wasserstoffflamme, eine Alkoholflamme, die Flamme des verbrennenden Schwefels u. a. m. In jedem Falle ist dabei jedoch festzustellen, ob es Gase oder glühende feste Partikel sind, die das untersuchte Licht hervorbringen. So rührt das Licht einer gewöhnlichen Kerzenflamme zum überwiegenden Teile gar nicht von einer Gasemission, sondern von den glühenden Kohlepartikeln her, die im Verlaufe der chemischen Prozesse in der Flamme ausgeschieden werden. Ähnlich verhalten sich die Flamme des verbrennenden Phosphors und andere Flammen. Es bedarf in jedem Falle einer Untersuchung darüber, ob ein etwa beobachtetes kontinuierliches Spektrum von einem leuchtenden Gase oder einem festen Körper herrührt. Andere Beispiele sind: eine Knallgasflamme, eine Flamme, in der sich Wasserstoff mit Chlor vereinigt, ein Leuchtgas-Sauerstoffgebläse. In allen solchen Flammen können nicht nur die beiden Komponenten, die sich vereinigen, sowie die durch ihre Vereinigung entstehenden Verbindungen in charakteristischer Weise leuchten, es ist vielmehr möglich, daß in der Flamme selbst noch Zwischenprodukte entstehen, die ihrerseits wiederum ein eigenes Licht besitzen. Da endlich die Temperaturen und die

chemischen und elektrischen Vorgänge, je nach der Herstellung der Flammen, in verschiedenen Teilen der Flammen sehr verschieden sind, so ist es in einem gegebenen Falle oft sehr schwer, zu entscheiden, welcher Körper eigentlich leuchtet oder auch ob es mehrere Körper sind. Einige Beispiele mögen das Gesagte weiter erläutern.

Verbrennt man Wasserstoff mit Sauerstoff, so erhält man in der Regel eine schwach leuchtende Flamme, die die im Ultraviolett gelegenen Banden des Wasserdampfes [1]), also der Verbindung, zeigt. Bei dem gleichen Vorgang in großem Maßstabe, bei der Flamme des Bessemerprozesses ist jedoch auch das Linienspektrum des Wasserstoffs selbst zweifellos beobachtet worden. Eine der am meisten benutzten Flammenarten ist weiter der Bunsenbrenner. Es verbrennen in ihm stark verunreinigte Kohlenwasserstoffe mit dem Sauerstoff der Luft. Untersucht man das Licht einer solchen Flamme, so findet man zunächst sehr stark das Spektrum des Wasserdampfes, also des letzten Produktes der Verbindung, und ebenso im Ultrarot das Spektrum der Kohlensäure. Daneben tritt aber, und zwar besonders stark bei reichlicher Luftzufuhr und im äußeren Saume des inneren Flammenkegels, ein sehr kompliziertes Spektrum auf, das von vielen dem Kohlenstoff selbst, von anderen dem Kohlenoxyd = CO, jedenfalls aber einem Zwischenprodukt der Verbrennung zugeschrieben wird. Endlich findet sich noch ein viertes Spektrum, von den genannten total verschieden, das vermutlich einem Kohlenwasserstoff, also einem der Ausgangsgase des Versuches, zukommt. Es liegen also schon bei relativ einfachen Verbrennungsvorgängen sehr komplizierte Verhältnisse vor, deren Aufklärung den vereinigten Bemühungen der Chemiker und Physiker bisher nur zum geringsten Teile geglückt ist [2]).

So kann es nicht verwundern, wenn die Zufügung fremder Substanzen zu Flammen noch größere Komplikation schafft. Man kann die Mischung in der Weise bewirken, daß man ein Gas oder einen Dampf, z. B. Ammoniak, Chlor oder Quecksilberdampf, einer der beiden in der Flamme zur Vereinigung gelangenden Komponenten vorher beimengt, z. B. der Luft bei den gewöhnlichen Oxydationsflammen oder dem Wasserstoff in einem Knallgasgebläse. Ein anderes Verfahren besteht darin, einen Körper als Flüssigkeit oder Lösung zu zerstäuben und die feinen Flüssigkeitspartikel einem der beiden Gase der Flamme vorher beizumengen. In der

Flamme werden dann infolge der hohen Temperatur, vielleicht auch infolge von chemischen Prozessen, die Flüssigkeitspartikel verdampft und eventuell zersetzt. Zur Ausführung der Zerstäubung sind zahlreiche Methoden benutzt worden, Durchtreiben von Preßluft, Elektrolyse der Flüssigkeitszerstäuber, Zentrifugieren[3]) u. a. m. Um feste Substanzen in der Flamme zu vergasen, bringt man sie in Form von Stäben direkt in die Flamme (Hartley, Du Bois[4]), oder man läßt sie als Pulver hineinfallen, oder man führt kleine Mengen an einem Platindrahte ein (Kirchhoff und Bunsen), oder endlich man erzeugt mittels eines elektrischen Funkens oder Bogens einen feinen Staub und führt diesen mit einem der beiden Gase der Flamme zu (De Watteville, Hemsalech).

Man sieht zunächst, daß es kaum ein Element oder eine Verbindung gibt, die nicht auf einem dieser Wege in eine Flamme eingeführt werden könnte. Es finden sich dann in der Regel neben dem ursprünglichen Spektrum der Flamme diejenigen des eingeführten Körpers oder einer Verbindung desselben (z. B. mit dem Sauerstoff der Luft) oder auch Spektra von Zersetzungsprodukten. Auch hier mögen einige Beispiele das Gesagte erläutern. Läßt man Bleichlorid in ein Sauerstoff-Leuchtgasgebläse als Staub einfallen, so verdampft die Substanz und man erhält neben dem Spektrum der Flamme das Spektrum des Bleichlorids und des Bleimetalles. Bringt man an einer feinen Platinöse eine Spur Natriumchlorid in einen Bunsenbrenner, so bemerkt man außer dem Spektrum der Flamme ein kontinuierliches Spektrum unbekannten Ursprungs und zugleich ein weiteres Spektrum, das dem Natriummetall zugeschrieben wird. Das Chlor, das bei der Zersetzung entstehen müßte, liefert anscheinend kein Spektrum. Läßt man weiter einen elektrischen Flammenbogen zwischen zwei Eisenstäben in einem geschlossenen Gefäße brennen und leitet einen Luftstrom durch dieses zu einem Bunsenbrenner, so erhält man, wie Watteville und Hemsalech[5]) gefunden haben, neben dem Spektrum der Flamme ein bis ins äußerste Ultraviolett reichendes Spektrum des Eisens. Zerstäubt man endlich etwa eine Lösung von Strontiumnitrat in Wasser mittels eines Zerstäubers oder durch Elektrolyse und leitet die Luft mit dem Salzstaube in einen Bunsenbrenner, so findet man außer dem Spektrum des Metalles und demjenigen des Nitrats ein weiteres Spektrum, das vermutlich dem Oxyd angehört.

§ 5. Schon Bunsen und Kirchhoff haben für diese Erscheinungen eine in gewissem Umfange brauchbare Regel aufgestellt. Sie nehmen an, daß die Temperatur der Flamme, wie wir sie etwa mittels eines passend benutzten Thermoelementes messen können, in allen Fällen das Entscheidende sei. Ist die Temperatur hoch genug, um eine Verbindung zu dissoziieren, so nimmt man das Spektrum der Komponenten, sonst dasjenige der Verbindungen wahr. Je höher die Dissoziationstemperatur ist, um so heißere Flammen muß man benutzen, um das Spektrum der Komponenten herzustellen. Ebenso erhält man um so intensivere Spektra, je höher die Temperatur der Flamme ist. Nur sehr heiße Flammen können benutzt werden, um die Spektra von schwer flüchtigen Körpern, z. B. Platin, zu erzeugen.

Wenn nun zweifellos in dieser Erklärung ein richtiger Kern steckt, und wenn sie auch im Einklang steht mit vielen Versuchen aus neuerer Zeit über die Temperatur in Flammen, so finden sich andererseits auch manche Tatsachen, die schlecht zu der älteren Auffassung passen. Während es z. B. mit der größten Leichtigkeit gelingt, in einer Bunsenflamme das Spektrum des Natriums oder Lithiums zu erhalten, lassen sich andere Spektra, wie z. B. diejenigen des Wasserstoffs, des Chlors, des Heliums oder Sauerstoffs, wenn überhaupt, so nur mit der größten Schwierigkeit in einer Flamme hervorbringen. Aus solchen und anderen Gründen nimmt man daher vielfach an, daß auch bei dem Leuchten der Gase in den Flammen die Temperatur eine andere Rolle spiele als bei den festen Körpern und daß andere Momente, chemische Prozesse, elektrische Dissoziations- oder Assoziationsvorgänge und ähnliches das Wesen des Vorganges ausmachen. Da es für unseren gegenwärtigen Zweck nur darauf ankommt, zu wissen, daß man die meisten Gase und Dämpfe durch Einführung in Flammen leuchtend machen kann, so wollen wir auf die Frage nach den dabei stattfindenden Vorgängen später zurückkommen.

Nahe verwandt mit den Flammen sind die Explosionen; für sie gilt das gleiche wie für die Flammen.

§ 6. In ganz besonderem Maße wirksam, um Gase zum Leuchten zu erregen, sind die elektrischen Methoden. Es gibt kaum einen elektrodynamischen Vorgang, der nicht in Gasen oder Dämpfen Leuchten hervorriefe. Nähert man eine geriebene Hart-

gummistange einem mit verdünnter Luft oder mit Quecksilberdampf geringer Spannung gefüllten Rohre, so leuchtet dieses auf. Wird ein Gas von schnell bewegten elektrisch geladenen Teilchen, etwa Kanalstrahlen oder Kathodenstrahlen, durchsetzt, so leuchtet es in der Regel; lassen wir einen Gleichstrom oder einen Wechselstrom durch ein Gas fließen, so wird dieses leuchtend; bringen wir ein Gas von nicht zu hohem Druck in den Bereich elektrischer Wellen, so beginnt es zu leuchten. Jede Art des elektrischen Leuchtens hat ihre Besonderheit und wird gelegentlich benutzt. Doch haben drei nahe verwandte elektrische Vorgänge hauptsächlich Verwendung gefunden: die Bogenentladung, die Funkenentladung und verschiedene Entladungsarten, die in verdünnten Gasen auftreten. Die Untersuchungen der letzten Jahrzehnte haben gezeigt, daß diese Formen der elektrischen Entladung eng miteinander zusammenhängen und sich ineinander überführen lassen. Es sei für eine Darstellung dieser Zusammenhänge auf die in der gleichen Sammlung wie dieses Heft erschienene Monographie von G. C. Schmidt[1]) über die Kathodenstrahlen, sowie auf die im Anhange genannte Literatur verwiesen. Wir beschränken uns auf die notwendigsten Bemerkungen.

Der elektrische Flammenbogen ist eines der mächtigsten Hilfsmittel zur Herstellung intensiver Gasspektra. Man benutzt ihn mit den verschiedensten Elektroden, Stromarten, Spannungen und Atmosphären. In Luft kann man zwischen Kohlestäben und zwischen Stäben aus den meisten Metallen oder Legierungen Bogen herstellen, deren Spektra ein Gemisch aus den Spektren der Elemente der Elektroden und der Luft sind. Neben dem Leuchten der eigentlichen Entladungsbahn bildet sich unter dem Einfluß der bei den herrschenden hohen Temperaturen stattfindenden chemischen Prozesse eine Flamme, so daß man sagen kann, daß der elektrische Bogen die Kombination einer Abart der Glimmentladung mit einer Flamme ist. Die Folge hiervon ist, daß die Leuchtvorgänge außerordentlich kompliziert sind. Ein Beispiel möge dies näher erläutern. Wir nehmen an, man stelle einen Gleichstrombogen zwischen zwei Kohleelektroden her. Nach der Zündung erhitzen sich die beiden Elektroden, die positive stärker als die negative, und zwar auf eine Temperatur in der Nähe von 4000°. Die elektrischen Vorgänge lassen wir beiseite. Es bildet sich dann eine die beiden Elektroden verbindende Lichtsäule, die

unter dem Einfluß von Konvektionsströmen in den heißen Gasen und elektrischen Kräften seitlich eine Flamme bildet. Der Kern dieser Flamme zeigt neben dem Spektrum des Cyans das sogenannte Kohlenstoffspektrum, und zwar stärker an der positiven als an der negativen Elektrode. In der Nähe der negativen Elektrode findet man unter Umständen auch die sogenannten negativen Stickstoffbanden. Der Rand der Bogenflamme und ihre Spitze zeigt eine andere Färbung und ein anderes Spektrum. Die Kohlebanden sind hier stärker, außerdem findet man die Banden der Kohlensäure, des Wasserdampfes, der Stickoxyde und zahlreicher Verbindungen, die durch die Oxydation der Bestandteile der Luft, der Elektroden und der Verunreinigungen im Bogen entstehen. Diese rühren wiederum von den Verunreinigungen in den Elektroden her. Es gibt kaum ein Element, dessen Linien nicht in einem gewöhnlichen Kohlebogen zu finden wären; Natrium, Calcium, Lithium, Kalium, Eisen, Quecksilber, Bor, Silicium und zahlreiche andere Elemente liefern regelmäßig ihre stärksten Linien. Außerdem liefert die Kohle selbst einige Linien. Im äußeren Saume findet man dann oft Bandenspektra, z. B. des Calciums, des Bors und zahlreicher Metalle. Endlich ist die Intensität aller dieser Spektra in verschiedenen Teilen des Bogens keineswegs gleich. Benutzt man Wechselstrom, so sind die Spektra auch noch zu verschiedenen Zeiten verschieden.

Besteht eine der Elektroden aus Metall oder enthalten die Elektroden erhebliche Mengen eines Metalles oder eines Salzes, so treten die Spektra der nicht metallischen Elektroden zurück, ohne jedoch bei Kohleelektroden ganz zu verschwinden. Aus beiden Elektroden entwickeln sich die Dämpfe des betreffenden Metalles, zuweilen in Gestalt zweier Dampfströme, die in der Mitte zusammentreffen, und liefern je nachdem Verbindungs-, Banden-, Linienspektra oder Gemische derselben. So geben z. B. die Effektkohlen neben den Spektren der Fluoridverbindungen der Erdalkalien deren Oxydbanden-, Banden- und Linienspektra. Schon sehr geringe Mengen eines Körpers genügen, um im Bogen ein Spektrum zu liefern, so daß sich die Bogenspektra besonders auch zu analytischen Zwecken eignen. Dazu kommt, daß im Bogen die Spektra der meisten Körper gut entwickelt sind.

Bringt man einen Bogen in verschiedene Atmosphären, so nehmen die Bestandteile dieser an der Entladung teil. Besonders

häufig ist der Bogen in Wasserstoff untersucht worden. Allein auch in anderen Gasen und auch in Metalldämpfen, z. B. im Natriumdampf, lassen sich Bogen herstellen, die neben den Spektren der Elektroden diejenigen des umgebenden Gases geben [2]). Die Zusammensetzung des Lichtes solcher Bogen ist sehr variabel und hängt besonders auch vom Drucke ab. In neuerer Zeit haben besonders Hagenbach, Fabry und Buisson, Barnes u. a.[3]) Versuche hierüber angestellt. Es zeigt sich, das bei abnehmendem Drucke ein Übergang zur Glimmentladung stattfindet, bei der die Spektra der Elektroden zurücktreten und diejenigen des umgebenden Gases vorwiegen.

Zur Untersuchung im Bogen eignen sich vorzugsweise die Metalle. Doch sind auch manche Nichtmetalle, z. B. Wasserstoff, Kohle, Silicium, Selen, Arsen, Phosphor u. a., im Bogen untersucht worden.

§ 7. Vom Wechselstrombogen lassen sich alle Übergänge zum Funken herstellen. Letzterer entsteht beim Übergang von Kondensatorentladungen zwischen leitenden Elektroden. Auch hier liegen ähnliche Verhältnisse vor wie beim Bogen, doch tritt der Einfluß der umgebenden Atmosphäre mehr zurück. Die meisten Elemente geben im Funken intensive Spektra, deren Zusammensetzung meist in charakteristischer Weise von den Spektren der Flammen und des elektrischen Lichtbogens verschieden ist. Die Funkenspektra sind variabel mit der umgebenden Atmosphäre, der Zusammensetzung der Elektroden, deren Größe und Abstand und den elektrischen Bedingungen im Entladungskreise, endlich mit der Phase. Aus den Elektroden brechen Dampfströme hervor, die leuchten. Zu Beginn jeder Gruppe von Oszillationen findet eine Initialentladung statt, die scheinbar gleichzeitig alle Punkte der Entladungsbahn durchläuft und das Spektrum des umgebenden Gases zeigt. Die dann folgenden oszillatorischen Entladungen zeigen das Spektrum der Elektroden und bewegen sich mit meßbarer Geschwindigkeit von den Elektroden zur Mitte der Entladungsbahn. Infolgedessen ist die Emission innerhalb des von einem Funken eingenommenen Raumes sehr verschieden verteilt, anders in der Hülle als in der Achse, wiederum anders an den Elektroden als in der Mitte. Auch hier mögen die Erscheinungen an einem Beispiel illustriert werden. Wir wählen die Entladung

zwischen nicht gereinigten Kohleelektroden in nicht getrockneter, feuchter Luft. Bringt man die Elektroden weit voneinander und benutzt ein Induktorium zur Funkenerregung, so erhält man das Linienspektrum der Luft, gemengt aus den Linien des Sauerstoffs, des Stickstoffs und eventuell des Argons. In der unmittelbaren Nähe der Elektroden sieht man die Linien der Verunreinigungen der Elektroden aufblitzen. Bringt man die Elektroden unter den gleichen Bedingungen sehr nahe aneinander, so erhält man eine schwach leuchtende Entladung, die die Linien des Wasserstoffs, Natriums, die Wasserbanden, sowie die positiven Stickstoffbanden, an der negativen Elektrode die negativen Stickstoffbanden, das Spektrum der Stickoxyde und Spuren der Bandenspektra der Kohle zeigt. Bringt man weiter passende Kapazität in den Sekundärkreis, so ändert sich die Entladung. Man bekommt intensiv die Linienspektra des Sauerstoffs, Stickstoffs und Argons, ferner der Kohle und der in der Kohle vorhandenen Verunreingungen, dabei die Linien der Schwermetalle intensiv, die Linien der Alkalien verhältnismäßig schwach. Weiter findet man die Bandenspektra des Wasserdampfes und die Linien des Wasserstoffs, unter Umständen auch das Absorptionsspektrum der Untersalpetersäure, endlich das Bandenspektrum der Kohlensäure (Löschfunke). Schaltet man endlich Selbstinduktion in den Entladungskreis und variiert deren Größe passend, so erhält man ein Spektrum, das dem Bogenspektrum zwischen denselben Elektroden gleicht, insbesondere die Cyanbanden, die sogenannten Kohlebanden, andere Banden- und Linienspektra, besonders stark auch die Linien der in den Elektroden vorhandenen Alkalien aufweist*). Die Temperatur der Elektroden ist endlich von Einfluß auf den Charakter der Entladung und damit des Spektrums.

Man sieht also, daß die Leuchterscheinungen in Funken außerordentlich variabel und kompliziert sind, und daß es in jedem Falle erforderlich ist, die Versuchsbedingungen genau festzustellen, wenn man Vergleiche zwischen verschiedenen Beobachtungen ziehen will.

Auch im Vakuum oder unter Flüssigkeiten lassen sich Funken herstellen. Im letzten Falle tritt der Einfluß des umgebenden

*) Über das komplizierte Verhalten der Linienspektra der Luftbestandteile je nach der Größe der Selbstinduktion im Funken und der untersuchten Phase vgl. man G. A. Hemsalech, C. R. 152, 1007, 1471 (1911).

Mediums durch eigentümliche Umkehrungserscheinungen in den untersuchten Spektren zutage [1]).

Eine Zwischenstellung zwischen Bogen- und Glimmentladung nehmen die Metallvakuumlampen ein, deren erste, die Quecksilberbogenlampe, von Arons herrührt. Es handelt sich hier um Bogenentladungen bei Ausschluß einer fremden Atmosphäre. Nicht alle Elemente eignen sich zu einer derartigen Untersuchung. Neben dem Quecksilber selbst sind besonders Amalgame, wie solche mit Cadmium, Zink, Antimon, Wismut und anderen Elementen, aber auch Lampen mit den Metallen selbst, Cadmium, Wismut, Zink benutzt worden, wobei die Bogen zweckmäßig in Quarzgefäße eingeschlossen werden. Die entstehenden Spektra sind besonders intensiv im Bereich der kurzen Wellenlängen und dem Spektrum der Glimmentladung ähnlich.

An dieser Stelle seien auch die Bogenentladungen genannt, die man an der Anode in Vakuumröhren erhält, wenn man eine Wehneltkathode zur Beseitigung des Kathodenfalles benutzt und mit starken Strömen arbeitet. Die auf diesem Wege erhaltenen Spektra sind besonders von E. Wiedemann und Janicki [2]) untersucht worden und zeigen neben den Linienspektren der Anodenmaterialien häufig Bandenspektra.

§ 8. Nicht minder variabel und mannigfaltig als Funken und Bogen sind die Leuchtvorgänge in Geisslerröhren. Eine einigermaßen erschöpfende Darstellung der hergehörigen Erscheinungen kann hier nicht gegeben werden. Es müssen einige Bemerkungen genügen. Zur Untersuchung in evakuierten Röhren eignen sich alle Gase und Dämpfe. Viele von ihnen, z. B. die Dämpfe von Verbindungen, werden freilich leicht unter dem Einfluß von Entladungen zersetzt. In diesem Falle kann man sich oft damit helfen, daß man das zu untersuchende Gas durch die betreffende Röhre strömen läßt oder daß man sehr schwache Entladungen anwendet, z. B. die betreffenden Röhren in ein nicht zu starkes elektrisches Wechselfeld bringt. Sind die zu untersuchenden Stoffe nicht schon an sich dampfförmig, so kann man sie in den Entladungsgefäßen entweder durch äußerliche Erhitzung oder durch die Wirkung des Stromes selbst verdampfen. So genügt es z. B. in vielen Fällen, kleine Splitter eines Salzes in eine Kapillare oder auf die Elektroden zu bringen, um das Spektrum der Ver-

bindung oder seiner Zersetzungsprodukte zu erhalten [1]). Die Herstellung derartiger Vakuumröhren hat sich zu einer besonderen Kunst ausgewachsen [2]). Neben dem Spektrum des Füllgases und der in die Röhren hineingebrachten Dämpfe erhält man die Spektren anderer Stoffe, die teils Reste der ursprünglich in der Röhre enthaltenen Atmosphäre sind, teils sich aus den Elektroden, teils aus den Wänden der Gefäße entwickeln. In Glasröhren findet man auf diese Weise aus den Resten der Luft, die sie ursprünglich füllte, Stickstoff, Wasserstoff, Sauerstoff, Argon, Kohlensäure, Wasserdampf und ihre Zersetzungsprodukte. Auch der Staub der Arbeitsräume beteiligt sich an der Produktion dieser Spektra. Daneben liefern die Glaswände die Spektra des Natriums, Kaliums, Siliciums, Calciums, Chlors, Schwefels u. a. Endlich vermögen die Elektroden selbst zahlreiche Verunreinigungen zu liefern, z. B. Wasserstoff, Kohlenstoffverbindungen und die Spektra der betreffenden Metalle, des Platins, Aluminiums, Nickels u. a. m. Weitere Verunreinigungen, vor allem Quecksilberlinien, liefern die benutzten Luftpumpen. Alle diese Verunreinigungen sind schon oft die Quelle von Irrtümern und Verwechselungen gewesen. Ihre Beseitigung hat in den letzten Jahren durch die Verbesserung der Luftpumpen und die Benutzung flüssiger Luft im Verein mit der Adsorption der Kohle große Fortschritte gemacht, deren Besprechung wir jedoch hier übergehen müssen.

Auch in Vakuumröhren ist die Empfindlichkeit der spektralanalytischen Reaktionen eine außerordentlich große. Unmeßbar kleine Mengen eines Stoffes genügen, um unter Umständen ein Spektrum zu geben.

Die erhaltenen Spektra sind weiter hinsichtlich ihrer Intensität und Zusammensetzung stark abhängig von der benutzten Entladungsart, dem Druck des Füllgases, der Form der Röhren und dem Ort in der Entladungsbahn. Über den letzten Punkt mangelt es freilich bisher noch an zuverlässigen Untersuchungen. Im allgemeinen kann man sagen, daß die Gasspektra in der Regel in der positiven Säule am deutlichsten und stärksten sind, wenn wir der Einfachheit halber Gleichstromentladungen voraussetzen. Man findet hier sowohl Banden- wie auch Linienspektra. Im negativen Glimmlicht tritt in manchen Fällen, z. B. bei Stickstoff, Sauerstoff, Natrium, ein anderes Spektrum auf, das sich zuweilen auch im positiven Glimmlicht findet. Die Intensität des auf diese

Weise erregten Lichtes hängt von der Stromdichte in einer noch nicht genau bekannten Weise ab. Doch läßt sich im allgemeinen sagen, daß die Helligkeit der Spektra mit der Stromdichte wächst. Dies zeigt sich namentlich in Verengungen und kapillaren Teilen von Spektralröhren. In derartigen Fällen kann zugleich eine vollständige Änderung des Leuchtens eintreten, z. B. ein Bandenspektrum sich in ein Linienspektrum verwandeln, so daß weite und enge Teile einer Röhre andere Spektra zeigen.

Wird kein Gleichstrom benutzt, so ist ferner der Charakter des Wechselstromes von Einfluß. Bei Benutzung eines Induktoriums ändert z. B. die Einschaltung von Kapazität in den Stromkreis und die Vorschaltung einer Funkenstrecke unter Umständen sowohl die Helligkeit des Leuchtens wie ihren ganzen Spektralcharakter [1]).

Je nach dem verfolgten Zweck wählt man Form und Betriebsart der Röhren verschieden. In früherer Zeit wurden ausschließlich Induktorentladungen verwendet. In neuerer Zeit geht man immer mehr dazu über, Spektralröhren direkt mit Wechselstrom langsamer Periode und mäßiger Spannung oder mit Gleichstrom zu betreiben. Im letzteren Falle ist es bei Benutzung von Quarzröhren möglich, große Energien in Leuchtenergie der Gase umzusetzen. Zur Beseitigung des Kathodenfalles kann man sich mit Oxyden überzogener Kathoden bedienen, die entweder durch einen besonderen Strom zum Glühen erhitzt werden (Wehneltkathoden) oder die der Strom selbst genügend erhitzt [2]).

In vielen Fällen zeigen die Gase in den Geisslerröhren ein beträchtliches Nachleuchten. Auch ist es möglich, manche dieser Gase in leuchtendem Zustande außerhalb der Strombahn zu erhalten, indem man seitliche Ansätze an den Röhren anbringt [3]).

§ 9. Von den Entladungsstrahlen seien an dieser Stelle die Kathoden-, Kanal- und Anodenstrahlen genannt. Sie haben bisher allein praktische Bedeutung gewonnen, wenn auch jede andere elektrische Strahlung, z. B. diejenige der radioaktiven Substanzen, fähig ist, Gase zum Leuchten zu bringen.

Daß Kathodenstrahlen die Gase, die sie treffen, zum Leuchten erregen können, wird schon durch das negative Glimmlicht bewiesen. Als Beispiel sei nur das Leuchten des Natriumdampfes in Kathodenstrahlen genannt [1]). Doch ist damit nicht gesagt, daß

schnell bewegte Elektronen immer Leuchten hervorbringen. Die Existenz des dunklen Raumes in Entladungsröhren beweist dies.

Über die Vorgänge in Kanalstrahlen gehen die Meinungen noch auseinander[2]). Je nach der Auffassung wird man sagen, daß die Träger der Kanalstrahlen selbst leuchten oder daß Gase unter dem Einfluß von Kanalstrahlen leuchten und dabei auch die Kanalstrahlenkorpuskeln selbst zum Leuchten erregen. Außerdem leuchten die von Kanalstrahlen getroffenen festen Körper und senden dabei in den meisten Fällen charakteristische Banden- und Linienspektra aus. Zahlreiche Gase und Dämpfe sind in Kanalstrahlen oder als Kanalstrahlen zum Leuchten gebracht worden, z. B. Natrium, Kalium, Wasserstoff, Helium, Sauerstoff, Stickstoff u. a. Auf die Eigentümlichkeiten der Kanalstrahlenspektra wird noch weiterhin eingegangen werden.

Nahe verwandt mit den Kanalstrahlen sind die Anodenstrahlen[3]). Mit ihrer Hilfe lassen sich die Spektra zahlreicher Metalle herstellen, deren Salze man in geeigneter Form in einer isolierten Anode anbringt. Auch diese Spektra zeigen besondere Eigentümlichkeiten.

Wie bei den Flammen, so sind in erhöhtem Maße bei Bogen-, Funken- und Glimmentladungen die Ansichten über die Ursachen des Leuchtens geteilt. Während man in früherer Zeit ausschließlich den Temperaturbegriff heranzog, um das Leuchten der Metalldämpfe und sonstigen Gase im Bogen, Funken und Geisslerröhren zu erklären, glauben gegenwärtig viele Physiker elektrische und chemische Prozesse als primäre Ursache des Leuchtens und die hohen, zuweilen beobachteten Temperaturen als sekundäre Erscheinungen ansehen zu müssen.

§ 10. Auch durch Belichtung lassen sich manche Gase und Dämpfe zum Leuchten erregen, z. B. die Dämpfe der Alkalimetalle, Jod, Brom, Quecksilber, Schwefel, Selen[1]) und manche organische Verbindungen. Man bezeichnet diese Art der Leuchterregung als Fluoreszenz in Anknüpfung an die bei Flüssigkeiten beobachteten Fluoreszenzerscheinungen oder, wie manche wollen, als Resonanzstrahlung, obwohl anzunehmen ist, daß es sich weder um eine Fluoreszenz, wie man sie früher unter diesem Namen verstand, noch auch um einen gewöhnlichen Resonanzvorgang im mechanischen Sinne handelt. Die Fluoreszenzspektra der Gase sind meist

nicht sehr hell, daher zu analytischen Zwecken kaum geeignet. Um so interessanter sind sie durch die eigentümlichen Gesetzmäßigkeiten, die sie erkennen lassen, und durch die Zusammenhänge, die sie mit anderen Erscheinungsgebieten herstellen. Es ist fraglich, ob alle Dämpfe die Eigenschaft der Fluoreszenz bzw. Resonanzstrahlung besitzen.

Unter unbekannten Umständen leuchten endlich zahlreiche Gase und Dämpfe kosmischen Ursprunges, deren Licht wir in den Spektren der Sonne, der Fixsterne, der Nebel und Kometen untersuchen. Dennoch muß man auch diese Spektra zum Vergleich heranziehen, um ein vollständiges Bild der Leuchtvorgänge in Gasen zu erhalten. Denn manche Spektra, z. B. dasjenige des Wasserstoffs, erscheinen in kosmischen Lichtquellen in einer im Laboratorium bisher nicht erreichten Vollständigkeit und Ausbildung; andere Spektra sind unbekannten Ursprunges, wieder andere zeigen Eigentümlichkeiten besonderer Art.

§ 11. Wenn auch in diesem Bändchen die Erscheinungen der Absorption im allgemeinen außer Betracht bleiben sollen, so muß doch in Kürze darauf eingegangen werden, da ein Einblick in die Gesetze der Gasemission ohne Berücksichtigung ihrer Absorption nicht möglich ist.

Daß die meisten Gase und Dämpfe absorbieren, geht schon aus der Farbe hervor, die viele von ihnen, sei es in kleinen Mengen, sei es in großer Schichtdicke aufweisen. Andere Gase zeigen eine solche Färbung bei Untersuchung im Ultraviolett oder Ultrarot. Es seien einige Beispiele genannt:

Jod absorbiert schon bei geringer Dichte und niedriger Temperatur.

Die Absorption des Sauerstoffs im sichtbaren Spektrum ist erst bei großen Schichtdicken, z. B. in unserer Atmosphäre oder bei hohen Drucken, sichtbar.

Quecksilberdampf scheint bei okularer Beobachtung völlig durchsichtig, besitzt aber eine Absorptionslinie im Ultraviolett.

Wasserdampf besitzt in der gleichen Weise Banden im Ultrarot.

Viele Gase zeigen in leuchtendem Zustande eine andere Absorption als in nichtleuchtendem. So ist z. B. die Absorption des Wasserstoffs bei niedriger Temperatur nicht bekannt. In

leuchtendem Zustande absorbiert Wasserstoff dagegen in seinen Linien.

Diese Beispiele ließen sich beliebig vermehren. Man kann sagen, daß die überwiegende Mehrzahl der Gase und Dämpfe ein charakteristisches Absorptionsspektrum besitzt, das je nach der Untersuchungsmethode verschieden und im allgemeinen ein Spiegelbild des Emissionsspektrums ist; es kann wie dieses aus Banden und Linien bestehen.

So läßt sich die Absorption in der gleichen Weise wie die Emission untersuchen: in geschlossenen Gefäßen, die mit dem betreffenden Gase oder dem Dampf gefüllt sind, in Flammen, im Bogen, in Funken oder Geisslerschen Röhren. Auch hinsichtlich der Veränderlichkeit der spektralen Erscheinungen gilt ähnliches. Darauf wird später noch einzugehen sein. In vielen Fällen ist das gleiche Spektrum in Emission und in Absorption bekannt; in sehr zahlreichen Fällen gilt dies nicht, man kennt da nur ein Absorptionsspektrum und ein davon durchaus verschiedenes Emissionsspektrum. Auch hier seien einige Beispiele genannt.

Die Linien der Hauptserie des Natriums kennt man in Emission und in Absorption, die sichtbaren Banden des Sauerstoffs nur in Absorption*); das sogenannte elementare Spektrum desselben Gases nur in Emission. Damit ist natürlich nicht gesagt, daß die fraglichen Spektra nicht in Emission bzw. in Absorption existieren. Bisher sind nur noch nicht die Bedingungen gefunden, unter denen das eine oder das andere Spektrum erscheint.

Endlich zeigen die Absorptionsspektra die gleichen Effekte, die wir weiterhin noch für die Emissionsspektra zu besprechen haben werden; ja, sie zeigen sie vielfach mit besonderer Schärfe und Vollkommenheit: anomale Dispersion, magnetoptische Effekte, Druckverschiebung u. a. m. Daher soll weiterhin, wo es notwendig erscheint, stets auch der Absorption gedacht werden.

Kirchhoff hat für Temperaturstrahlung das Gesetz bewiesen, daß die Emission eines Körpers proportional seiner Absorption ist, bei derselben Temperatur, wobei der Proportionalitätsfaktor das in neuerer Zeit mit so großem Erfolg untersuchte und unter ge-

*) Abgesehen von den in Kathodenstrahlen auftretenden sogenannten negativen Banden.

wissen Voraussetzungen auch theoretisch formulierte Emissionsvermögen des absolut schwarzen Körpers darstellt.

Würde dieses Gesetz in voller Strenge auch für das Leuchten der Gase und Dämpfe gelten, so würde es möglich sein, in jedem Falle, wenn die Temperatur bekannt wäre, aus der Emission die Absorption und umgekehrt aus dieser die Emission abzuleiten. Auch würde der in den meisten Fällen beobachtete Parallelismus zwischen Emission und Absorption ohne weiteres verständlich sein.

Nun ist für einige wenige Fälle, z. B. die Emission der Kohlensäure im Ultrarot, sowie für die Emission mancher erhitzten Gase in der Tat die quantitative Gültigkeit des Gesetzes nachgewiesen worden, das, wie man unmittelbar sieht, zugleich erlauben würde, aus dem Verhältnis der Absorption und der Emission die Temperatur des leuchtenden Gases zu bestimmen.

In vielen Fällen scheint dies jedoch nicht zuzutreffen. Jedenfalls wird von manchen Seiten dieser Auffassung gehuldigt. Die Frage ist offenbar identisch mit der Frage der Temperaturemission der Gase, die wir eingangs berührt haben; denn man kann ja die Temperaturemission eines Gases, sofern sie existiert, dadurch definieren, daß sie quantitativ dem Kirchhoffschen Gesetz folgt. Eine andere Aussage von der gleichen Bedeutung würde sein, daß die Emission eines Gases sich mit derjenigen eines schwarzen Körpers oder eines Hohlraumes ins Gleichgewicht zu setzen vermag oder nicht. Wir werden später noch auf dieses Problem einzugehen haben. An dieser Stelle genügt es, zu bemerken, daß das Kirchhoffsche Gesetz bisher der einzige Leitfaden zu einer quantitativen Behandlung der Absorption und Emission der Gase geblieben ist.

Unabhängig von der Frage, in welchem Umfange und in welchen Fällen es erlaubt ist, das Kirchhoffsche Gesetz auf das Leuchten und die Absorption der Gase und Dämpfe anzuwenden[1]), besteht die Tatsache, daß in weitaus den meisten Fällen das Kirchhoffsche Gesetz von den Gasen und Dämpfen qualitativ befolgt wird, d. h. daß die Gase in der Regel die gleiche Strahlung, die sie absorbieren, auch emittieren, und zwar um so stärker, je größer das Absorptionsvermögen und je höher die Temperatur ist, die wir in dem leuchtenden Gase messen. So sendet z. B. der Joddampf bei Glühhitze das gleiche Spektrnm aus, das er auch ab-

sorbiert. Natriumdampf und Thalliumdampf, in geschlossenen Gefäßen erhitzt, absorbieren und emittieren die gleichen Linien. Wasserstoff, in Vakuumröhren durch große Stromdichten zum Leuchten erregt, absorbiert und emittiert die Wasserstofflinien[2]). Ein in einer Bunsenflamme zu heller Weißglut erhitzter Platindraht liefert ein kontinuierliches Spektrum, in dem man die Natriumlinien umgekehrt sieht, die ohne ihn in Emission erscheinen.

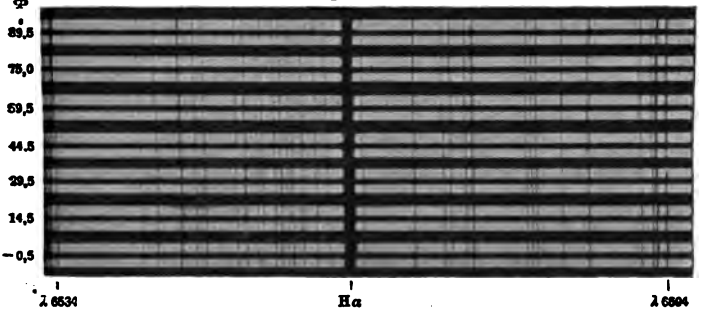
§ 12. Eine besondere Form der Absorption findet statt, wenn man einen Dampf in leuchtendem Zustande untersucht. Beobachtet man ihn gegen einen Hintergrund, der ein kontinuierliches Spektrum liefert, so sieht man die Linien des Gasspektrums je nach der Temperatur des glühenden Körpers heller, gleich hell oder dunkler als den Hintergrund. Im letzten Falle sagt man, das Spektrum sei umgekehrt. Diese Umkehrung braucht keineswegs für alle Linien des Gasspektrums gleichzeitig stattzufinden. In der Regel tritt sie zuerst im Violett auf, sie kann aber auch einzelne Linien betreffen, ja, sie kann sich auch in verschiedenen Teilen derselben Linie unter Umständen verschieden bemerkbar machen. Das großartigste Beispiel solcher Umkehrung ist das Fraunhofersche Spektrum der Sonne und der Sterne verwandter Sternklassen. Andere Beispiele sind die Umkehrungen, die man im elektrischen Bogen beobachtet, wenn der positive Krater als Hintergrund dient, oder beim Erhitzen von Dämpfen in geschlossenen Gefäßen.

Allein auch der leuchtende Dampf selbst kann die Ursache einer Umkehrung werden und zwar dann, wenn die Emission in verschiedenen Teilen der leuchtenden Gasmasse nicht die gleiche ist. In diesem Falle sagt man, das Spektrum bzw. die betreffende Linie sei selbstumgekehrt. In der Regel ist dann ein Teil der Gasmasse dichter und stärker leuchtend als ein anderer. Beobachtet man die Linien des letzteren, so erscheinen sie unter passenden Bedingungen dunkler als die breiteren und helleren Linien des Hintergrundes. Die fragliche Linie des letzteren ist also hell mit dunkler Mitte. In der Praxis können die Erscheinungen noch wesentlich komplizierter sein. Davon ist weiter unten die Rede. Auch hier mögen einige Beispiele genügen. In Fig. 1 sieht man ein Stück des Sonnenspektrums; die Linien der leuchtenden Hülle der Sonne, der Chromosphäre, erscheinen gegen-

über dem kontinuierlichen Grunde relativ dunkel, wenn sie auch an Helligkeit noch das Licht des Vollmondes übertreffen.

Ein Beispiel einer Selbstumkehrung gibt Fig. 1 der Tafel. Man sieht die D-Linien ($\lambda = 5896, 5890$), wie sie in der Regel in einem Bogen erscheinen, also zwei helle Linien mit dunkler Mitte. Da das Bild ein Negativ ist, so ist natürlich im Bilde die Helligkeitsverteilung umgekehrt wie bei direkter Beobachtung. Da es so gut wie unmöglich ist, homogene leuchtende Gasmassen

Fig. 1.



50 A des Sonnenspektrums aus der Gegend der Wasserstofflinie H_α, die als dicke Absorptionslinie in der Mitte zu sehen ist (nach W. S. Adams). Man sieht sieben Doppelaufnahmen. Dieselben sind so hergestellt, daß jedesmal zwei Punkte der Sonne an den Enden eines Parallelkreises nebeneinander auf den Spalt projiziert wurden. Die entsprechenden heliozentrischen Breiten sind jedesmal am linken Rande der Figur angegeben. Das obere von je zwei Doppelspektren entspricht dem Westrand, das untere dem Ostrand der Sonne. Neben der Verbreiterung von H_α (1,15 A) und dem verschiedenen Aussehen der Absorptionslinien ist die Dopplersche Verschiebung der Linien an beiden Sonnenrändern von Interesse. Man erkennt, daß dieselbe in niedrigen Breiten bedeutend größer ist, als in hohen Breiten. Ohne Trennung der Emission verschiedener Teile der Sonne (gewöhnliches Fraunhofersches Spektrum) würde man also eine Superposition aller dieser Spektra, somit scheinbar verbreiterte und unregelmäßig verschobene Linien, erhalten.

herzustellen, so ist die Selbstumkehrung nicht die Ausnahme, sondern die Regel. Bei Anwendung von Spektralapparaten mit genügender Auflösung sieht man die meisten Linien selbstumgekehrt.

Das Kirchhoffsche Gesetz erlaubt es, für die Fälle, auf die es Anwendung findet, die Erscheinungen der Umkehrung und der Selbstumkehrung in sehr einfacher Weise zu übersehen [1]). Bei der gewöhnlichen Umkehrung gilt die Regel, daß die fragliche Linie dann und nur dann umgekehrt erscheint, wenn die Temperatur des leuchtenden Hintergrundes höher ist, als die Temperatur des leuchtenden Gases. Man hat hierauf Methoden zur Bestimmung

der Temperatur leuchtender Gase, z. B. in Flammen, zu gründen gesucht[2]). Dort, wo das Kirchhoffsche Gesetz nicht in Strenge gilt, fehlt es an Mitteln zu einer quantitativen Berechnung. In den meisten Fällen lassen sich die beobachteten Erscheinungen jedoch wenigstens qualitativ richtig vorhersehen.

§ 13. Auf die verschiedenen Ansichten über die Natur des Absorptionsvorganges in Gasen wollen wir an dieser Stelle nicht eingehen. Doch muß noch bemerkt werden, daß die Absorptionserscheinungen, sobald die absorbierenden Gase nicht homogen sind, durch die anomale Dispersion, ferner auch durch die anomale Diffusion beeinflußt werden. Die anomale Dispersion bewirkt, daß in der Nähe starker Absorptionslinien das Brechungsvermögen des Gases sich schnell ändert. Oberhalb der Absorptionslinie ist es bedeutend größer, als der Durchschnittswert für das Gas, unterhalb bedeutend kleiner. Die Folge davon ist, daß Inhomogenitäten oder Schlieren in dem Dampf oder dem Gas für alle Strahlenarten, die der Wellenlänge der absorbierenden Linie nahe benachbart sind, sehr stark ablenkend wirken. So kann es kommen, daß Strahlen, die sonst sichtbar werden würden, infolge zu starker Ablenkung nicht mehr zur Beobachtung gelangen. Dann erscheinen dunkle Stellen im kontinuierlichen Spektrum, sogenannte Dispersionsbanden. Oder es kann der Fall eintreten, daß Stellen, die sonst dunkel erscheinen würden, im Spektrum dadurch erhellt werden, daß infolge der anomalen

Fig. 2.

Dispersionsbanden an den *D*-Linien des Natriums nach Julius. α = Absorptionslinien, β, β' = Dispersionsbanden bei verschiedenen Gradienten der Dampfdichte, γ, γ' scheinbare Emissionslinien.

Dispersion nicht absorbierte Strahlen an die betreffende Stelle des Spektrums gebrochen werden. Ein Beispiel erläutert das Gesagte. Fig. 2 zeigt nach einer Photographie von Julius, der diese Erscheinungen am eingehendsten untersucht hat, die beiden Linien des Natriums, zunächst in Absorption (α), dann eingehüllt von breiten Dispersionsbanden (β, β'). Fig. 2 γ, γ' zeigt zwei scheinbare Emissionslinien, die den D-Linien entsprechen, allein nur aus anomal dispergiertem Licht aus der Nähe der D-Linien bestehen. Bei geeigneter Versuchsanordnung lassen sich derartige Bilder willkürlich hervorbringen [1]).

Nach einer von Lord Rayleigh gegebenen Formel hängt ferner der Betrag des diffus zerstreuten Lichtes vom Quadrat des Brechungsexponenten des Mediums ab. Je größer dieser ist, um so größer ist auch jener. Infolgedessen muß in der Nachbarschaft von Absorptionslinien, wo der Brechungsexponent bedeutend größer ist als in anderen Teilen des Spektrums, auch ie Diffusion bedeutend stärker sein. Diese Spektralteile erscheinen also im durchgehenden Licht stärker geschwächt als der übrige Grund, somit dunkler. Die Absorptionslinien sind also auch von Diffusionsbanden umgeben. Es muß freilich bemerkt werden, daß sich dieser Effekt in der Regel nur in sehr großen Gasmassen zeigen wird. In irdischen Lichtquellen ist er bisher als solcher nicht nachgewiesen [2]).

2. Beschreibung der Spektra.

§ 14. Nach diesen Hinweisen auf die Herstellung leuchtender und absorbierender Gase und ihrer Spektra wenden wir uns nun der Beschreibung der Spektra zu.

Mit das wichtigste Mittel zur Beschreibung eines Spektrums eines Gases ist die Angabe der Wellenlängen der Linien, aus denen es besteht. In der Regel setzt sich ein Gasspektrum aus zahlreichen Linien zusammen, die entweder scharf sind, d. h. nur einen verhältnismäßig kleinen Bereich des Spektrums einnehmen, oder sich unter geeigneten Bedingungen scharf erhalten lassen. Es ist üblich, die Wellenlänge einer solchen Linie bzw. die ihrem Schwerpunkt entsprechende Wellenlänge zur Bezeichnung der Linie anzuwenden. Dabei wird die Wellenlänge auf das internationale Längenmaß als Einheit bezogen. In früheren Zeiten hat man

versucht, diese Reduktion, d. h. die Bestimmung einer Reihe von Wellenlängen, nach dem Vorgange Fraunhofers durch Messungen mit Gittern auszuführen. Die Normalen Rowlands[1]) basieren alle noch auf solchen Messungen, die von mehreren Beobachtern an den *D*-Linien des Natriumspektrums mit Gittern vorgenommen worden sind. Weitere Erfahrung hat jedoch gezeigt, daß Gitter zu derartigen Messungen nicht zu brauchen sind; ein einigermaßen genügender Anschluß an das Metermaß ist wegen der Mängel der Gitter und der Schwierigkeit der Bestimmung der Zahl der Teilstriche nicht möglich. Dagegen läßt sich mit Hilfe von Interferenzmethoden eine direkte Vergleichung eines Metermaßstabes mit einer Genauigkeit durchführen, die die Genauigkeit erreicht, ja übersteigt, mit der das Meter selbst durch das Prototyp festgelegt ist. Einzelheiten über die Meßmethode findet man in Nr. 36 dieser Sammlung[2]).

Bei der außerordentlichen Präzision des Verfahrens ist nicht jede Linie zu einer derartig genauen Messung brauchbar. Es hat sich z. B. gezeigt, daß die *D*-Linien, die früher zu diesem Zweck benutzt wurden, nur in gewissen Ausnahmefällen scharf genug werden, um brauchbar zu sein. Dagegen hat sich die rote Cadmiumlinie, $\lambda = 6438$, als sehr brauchbar erwiesen. Sie ist zuerst von Michelson und Benoît[3]) mit dem Meter verglichen worden. Wegen der großen Bedeutung, die genaue und einheitliche Wellenlängenmessungen in gleicher Weise für physikalische wie astrophysikalische Untersuchungen besitzen, hat dann die International Union for Cooperation in Solar Research, in der die wichtigsten astronomischen und physikalischen Gesellschaften vertreten sind, die Angelegenheit in die Hand genommen und Beschlüsse gefaßt, die in Zukunft die Messungen von Wellenlängen vereinheitlichen werden. Zunächst ist auf Veranlassung der Gesellschaft von Benoît, Perot und Fabry mit der größten Genauigkeit eine neue Vergleichung der roten Cadmiumlinien mit dem Meter ausgeführt worden[4]). Verwendet man zur Herstellung der roten Cadmiumlinie eine Geisslersche Röhre nach dem von Michelson und Benoît gegebenen Muster und betreibt diese bei Überschuß von Metall und einer Temperatur zwischen 300 und 320° C mit hochgespanntem Wechselstrom, so beträgt bei 15° C in trockener Luft von 760 mm Druck die Länge der Welle der roten Linie 0,643 846 96 μ oder 6438 . 4696 Å.-E. (Ångströmeinheiten). Diese

letztere Einheit, zehnmillionstel Millimeter, wird allgemein als Wellenlängeneinheit im Bereiche des sichtbaren und ultravioletten Spektrums benutzt. Die Unsicherheit in der Messung von Benoît, Perot und Fabry beträgt etwa vier Einheiten der letzten Stelle. Es ist nicht wahrscheinlich, daß die Genauigkeit dieser Messung sich wird weiter steigern lassen, da das Meter selbst, = 1 553 164 13 Wellenlängen der roten Cadmiumlinie, wie bereits erwähnt, nicht so genau definiert ist, daß man über die letzte Dezimale hinauskommen könnte. Gleichfalls mittels Interferenzmethode sind nun an die rote Cadmiumlinie eine Reihe anderer Linien durch relative Messungen angeschlossen worden. Die relativen Messungen stehen den absoluten an Genauigkeit nicht nach. Sie liefern die Normalen zweiter Ordnung, die bis auf etwa 0,001 Å.-E. genau sein dürften, und durch Mittelbildung aus den Messungen verschiedener Beobachter gewonnen sind. Die Normalen zweiter Ordnung umfassen besonders Eisenlinien des Bogenspektrums, dazu einige wenige andere Linien. Man findet die Liste dieser Linien, wie sie von der International Union angenommen ist, im Anhang wiedergegeben [5]).

An das System der Normalen zweiter Ordnung wird durch Interpolation in Spektren großer Konkavgitter ein System von Normalen dritter Ordnung angeschlossen. Auch diese Bestimmung ist mit fast der gleichen Genauigkeit, d. h. auf etwa 0,001 Å.-E., möglich. Bisher liegen erst einige Messungen, z. B. von H. Kayser, vor [6]). Die gewöhnlichen Wellenlängenmessungen lassen sich durch Interpolation zwischen diese Normalen dritter Ordnung ausführen. Zahlen, die auf diese Weise gewonnen sind, werden mit dem Zusatz I. Å.-E. = Internationale Ångströmeinheiten bezeichnet. Mit dem großen Unternehmen der Neubestimmung aller Wellenlängen im Anschluß an das internationale System ist erst ein Anfang gemacht. Die meisten besseren Messungen, die bisher vorliegen, sind noch an das Rowlandsche System und seine Abarten, sei es direkt, sei es durch Vermittelung der älteren Kayserschen Eisennormalen angeschlossen. Die Folge davon ist eine recht große Unsicherheit der Wellenlängenbestimmungen. Zahlen verschiedener Beobachter sind nur miteinander zu vergleichen, wenn man weiß, an welches System oder sogar an welche Normalen im einzelnen die Messung angeschlossen ist. Die letztgenannten sind aber in den meisten Fällen, das erste häufig genug von den Autoren nicht

angegeben. Es kommt daher wohl vor, daß Messungen einzelner Beobachter unter sich bis auf ein oder zwei Tausendstel Å.-E. richtig sind. Im ganzen kann man aber nicht sagen, daß die absoluten Wellenlängen genauer seien als etwa bis auf 0,2 Å.-E., die relativen genauer als bis auf etwa 0,01 Å.-E. Mit Einführnng des neuen Systems wird die Genauigkeit der Messungen und damit auch die Genauigkeit der Beschreibung der Spektra bedeutend gesteigert werden. Weiß man, daß Zahlen an das Rowlandsche System angeschlossen sind, so kann man dadurch angenähert zum neuen System übergehen, daß man im Mittel 0,17 Å.-E. addiert. Andere Korrektionsverfahren hat Hartmann gegeben[7]).

Alles das setzt natürlich voraus, daß die betreffenden Spektrallinien eine solche Beschaffenheit haben, daß sie sich mit der angegebenen Genauigkeit messen lassen.

Die Wellenlänge ist das nächstliegende, älteste und bei Gittermessungen auch das bequemste Maß zur Bestimmung von Spektren. Sie ist aber keineswegs immer das zweckmäßigste Maß, denn wie sich noch zeigen wird, beziehen sich die meisten Gesetzmäßigkeiten auf die Schwingungszahlen oder Größen, die diesen proportional sind. Es ist daher schon wiederholt vorgeschlagen worden, auch die Darstellung der Spektra in Schwingungszahlen zu geben. Das würde einigermaßen dem Bilde eines prismatischen Spektrums entsprechen, während das übliche „normale Spektrum" einem Gitterspektrum, speziell einem Spektrum entspricht, wie es von einem Rowlandschen Konkavgitter in der üblichen Aufstellung geliefert wird. Bilder von Spektren, der Rowlandsche Sonnenatlas und andere Atlanten sind vielfach in der Wellenlängenskala gehalten.

Für die meisten Zwecke genügt es, den reziproken Wert der Wellenlänge anstatt der Lichtgeschwindigkeit, dividiert durch die Wellenlänge, für die Schwingungszahl einzusetzen.

Ist volle Genauigkeit erforderlich, so müssen Wellenlängen wie Schwingungszahlen wegen der Dispersion der Luft auf den leeren Raum umgerechnet werden. Dies geschicht durch Multiplikation der betreffenden Wellenlänge mit dem Brechungsexponenten der Luft für die betreffende Spektralgegend, den Druck und die Temperatur, einfacher mit Hilfe der Korrektionstafeln, die man in den Wellenlängenkatalogen findet. Man vergleiche weiter unten.

§ 15. Durch die Angabe der Wellenlängen der Linien, aus denen sich in der Regel das Spektrum eines Gases oder eines Dampfes zusammensetzt, ist das letztere jedoch nur teilweise charakterisiert. Zunächst besitzen alle Linien der Gasspektra endliche Breite. Sie sind, wie schon eingangs bemerkt, als schmale Stücke eines kontinuierlichen Spektrums anzusehen. Ob sie das in jeder Hinsicht sind, steht dahin. Jedenfalls ist bisher kein Versuch bekannt, durch den man zwischen einer Linie eines Gasspektrums und einem passend ausgeschnittenen Stück eines kontinuierlichen Spektrums unterscheiden könnte. Im Gegenteil hat sich bei einigen Versuchen von Wood[1]) gezeigt, daß man durch Absorption im Natriumdampf oder Joddampf, oder durch die Absorption von Dämpfen, die sich zwischen gekreuzten Nikols in einem Magnetfelde befinden, schmale Streifen aus einem kontinuierlichen Spektrum ausschneiden kann, die sich in jeder Hinsicht wie eine echte Spektrallinie verhalten. Allein, selbst wenn es eine vollkommen homogene Strahlungsart eines Gases gäbe — schon die Tatsache, daß jede Strahlung einmal beginnt und wieder aufhört, schließt dies aus —, so würde es uns doch nicht möglich sein, sie als solche zu erkennen, da wir, um Strahlungen isoliert untersuchen zu können, sie abbilden müssen. Die Wellennatur des Lichtes bedingt dann aber, daß jedes Bild eine bestimmte kleinste Breite hat, die von der auflösenden Kraft und von der Güte der benutzten Apparate abhängig ist, nach den Rändern an Intensität abfällt und dort eine gewisse Struktur zeigt. Wir können also zwei Fälle unterscheiden: Entweder übersteigt die Breite der untersuchten Linie die auflösende Kraft des benutzten Apparates, dann erhalten wir ein individuelles Bild der betreffenden Linie; oder die Linie ist schmaler, dann erscheinen alle in diese Kategorie gehörigen Linien gleich breit und praktisch gleichartig. Erst bei Benutzung größerer auflösender Kraft wird es möglich, individuelle Einzelheiten der Linien zu erkennen. So erscheinen z. B. in einem Ein-Prismenapparat alle Linien einer Aronsschen Quecksilberlampe gleich beschaffen, während in einem Stufengitter viele Linien sich in ein Aggregat von sehr feinen Linien auflösen, die einstweilen die äußerste Grenze der Zerlegung darstellen, die man erreichen kann. Es lassen sich daher bei gegebenem Apparat nur relative Aussagen über die Breite und Feinstruktur der einzelnen Linien machen.

Aus dem Gesagten folgt sogleich, daß das System der Wellenlängen eines Spektrums nur ein idealisiertes Schema für dasselbe darstellt, und daß es erst noch einer Festsetzung darüber bedarf, in welcher Weise die Wellenlängen auf die einzelnen Linien bezogen werden sollen. Bei sehr breiten und unscharfen Linien ist es offenbar sinnlos, eine genaue Wellenlänge anzugeben, wenn nicht in irgend einer Weise bestimmt werden kann, auf welche Stelle der betreffenden Linie sich die Messung bezieht. Dazu kommt noch, daß die Beschaffenheit der einzelnen Linien sich je nach den Bedingungen des Leuchtens stark ändert.

Die Praxis zeigt nun, daß die meisten Linien ein ausgesprochenes Maximum besitzen, auf das die Messung mit großer Genauigkeit bezogen werden kann und das seine Lage nur unter ganz bestimmten Umständen ändert. In diesem Sinne ist der Satz zu verstehen, daß die Wellenlänge der einzelnen Linien eines Spektrums konstant bleibt und sich nur bei gewissen genau definierten Umständen ändert. Sehr genaue Wellenlängenmessungen verlangen daher auch sehr scharfe Linien. Die Erfahrung zeigt aber, daß die Zahl der Spektrallinien, die bei passender Anordnung so scharf erhalten werden können, daß ihre Intensitätsverteilung der Hauptsache nach durch das Leistungsvermögen des Spektralapparates bedingt wird, eine außerordentlich große ist[2]).

In allen Fällen hat also eine Spektrallinie eine endliche Breite. Daraus ergibt sich, daß man von einer Intensitätsverteilung und von dem Aussehen einer Linie sprechen kann. Die Intensitätsverteilung, oder besser noch die Energieverteilung innerhalb einer Linie, liefert offenbar die beste Beschreibung und stellt das Ideal dar, dem man bei einer Untersuchung von Spektrallinien nachstreben muß. Leider stellen sich der Bestimmung der Energieverteilung innerhalb einer Linie die größten Schwierigkeiten entgegen, so daß nur erste Ansätze zu solchen Messungen vorliegen. Man kann z. B. Apparate von sehr großer auflösender Kraft benutzen, die betreffenden Linien photographieren und dann unter Benutzung der Gesetze der photographischen Schwärzung die Energieverteilung innerhalb der Linie ermitteln[3]). Bei sehr breiten Linien sind auch direkte Messungen, etwa mit einer Thermosäule oder einem Bolometer, möglich. Auch einige indirekte Wege sind eingeschlagen worden, deren Besprechung wir hier übergehen müssen. Bisher haben aber alle diese Messungen nur für

wenige Linien zu angenäherter Darstellung des Energieverlaufes geführt.

Häufiger ist die Gesamtenergie von Linien gemessen worden, d. h. die Summe der Energien, die alle Strahlenarten einer inhomogenen Linie zusammen enthalten, oder, wie wir auch sagen können, das Integral der Energiekurve einer Linie. Allein einmal sind derartige Messungen nur in relativ geringer Zahl gemacht worden und dann läßt sich nicht viel mit ihnen anfangen, wenn man den Charakter der betreffenden Linie nicht kennt, z. B. nicht weiß, ob sie mehrfach oder selbstumgekehrt ist. Auch ist es sehr wohl möglich, daß eine sehr breite und sehr schwache Linie den gleichen Gesamteffekt gibt, wie eine intensive aber sehr schmale Linie[4]).

Aus diesen Gründen hat man sich bisher meist darauf beschränkt, den Energieverlauf einer Linie aus dem Helligkeitsverlauf in ihrem okularen oder photographisch fixierten Bild abzuleiten. Die Kurve, die dann den Verlauf der Helligkeit oder der Schwärzung innerhalb der Linie angibt, dient zur Beschreibung der Linie und ihres Verhaltens.

§ 16. Man unterscheidet danach verschiedene Linientypen. Doch ist vorauszuschicken, daß jede derartige Einteilung höchst willkürlich ist und der Mannigfaltigkeit des Aussehens, das die Spektrallinien in Emission und Absorption bieten, nicht entfernt Rechnung trägt. Auch lassen sich die verschiedenen Linientypen keineswegs scharf voneinander trennen. Es gibt vielmehr alle möglichen Übergänge. Endlich ist mit der Angabe eines Linientypus an sich noch wenig getan. Es gehört hinzu eine Untersuchung der Linie unter verschiedenen Bedingungen, bei verschiedener Dampfdichte, in verschiedenen Lichtquellen. Nur so läßt sich ein vollständiges Bild der charakteristischen Eigenschaften eines Spektrums geben.

Einfach nennen wir eine Linie dann, wenn ihre Intensitätskurve nur ein Maximum aufweist.

Besitzt die Kurve mehrere Maxima, so ist die Linie mehrfach oder umgekehrt. Wann das eine oder andere der Fall ist, läßt sich in der Praxis oft nur sehr schwer feststellen und ist vielfach Gegenstand einer besonderen Untersuchung, bei der die fragliche Linie unter verschiedenen Bedingungen geprüft werden muß. Es ließen sich zahlreiche Beispiele anführen, in denen die

beiden letzten Fälle verwechselt worden sind, in denen man insbesondere Linien für mehrfach gehalten hat, die in Wahrheit nur selbstumgekehrt waren [1]).

Ist die Linie einfach, so kann sie scharf, unscharf = diffus*) oder verbreitert sein. Über diese drei Begriffe ist keine Vereinbarung getroffen, sie sind bisher von jedem Autor in subjektiver Weise angewendet worden. Eine gewisse Übereinstimmung herrscht nur für den Fall symmetrischer Linien. Hier ist als Maß der Breite ziemlich allgemein die Halbbreite der Linie angenommen worden, d. h. derjenige relative Wellenlängenbereich $d\lambda/\lambda$ oder, was dasselbe ist, Schwingungszahlenbereich $\frac{d\nu}{\nu}$, innerhalb dessen die Intensität der Linie auf die Hälfte sinkt. Man könnte diese Definition wohl zu einer Klassifizierung der Linien benutzen, indem man für die verschiedenen Begriffe gewisse Grenzen von $d\lambda/\lambda$ annähme. Allein das ist bisher nicht geschehen. Man bezeichnet daher eine Linie als scharf, wenn sie bei ausgesprochenem Maximum „schnell" nach beiden Seiten auf einen unmerklichen Helligkeitsbetrag herabsinkt und auch bei Anwendung hoher auflösender Kraft diese Eigenschaft bewahrt. Die „Schnelligkeit" ist dann an der Halbbreite abzuschätzen. Häufig wird die Breite einer Linie nur durch den Bereich der umfaßten Wellenlängen, ohne Rücksicht auf die Wellenlänge der Linie, angegeben. Ein solches Verfahren ist natürlich unrationell. Hat eine Linie bei 2000 Å.-E. eine Breite von 100 Å.-E., so ist sie eben um 5 Proz. verbreitert und daher unschärfer als eine andere Linie, die bei $2\,\mu$ 200 Å.-E. = 1 Proz. breit ist. Wegen der Schwierigkeit des direkten Abschätzens der Halbbreite einer Linie wird indes vielfach die Gesamtbreite angegeben, d. h. also der Bereich von Wellenlängen, innerhalb dessen sich die Linie erstreckt. Eine solche Angabe ist jedoch von zweifelhaftem Wert, da die so gemessene Breite einer Linie zu sehr von der Beobachtungsmethode, z. B. der Expositionszeit, abhängt. Sehr scharfe Linien haben etwa eine Halbbreite $d\lambda/\lambda = 5 \cdot 10^{-7}$. Infolge des schnellen Intensitätsabfalles machen solche Linien einen scharf begrenzten Eindruck. Man findet Beispiele derartiger Linien in Fig. 3.

*) Manche Autoren unterscheiden auch noch zwischen unscharf und diffus.

Verbreitert nennen wir solche Linien, die beträchtliche Werte der Halbbreite und ein flaches Maximum besitzen, während sie unter anderen Bedingungen als scharfe Linien erhalten werden können. Die Verbreiterung mancher Linien kann sehr groß werden, derart, daß der Ort des Maximums nicht mit Sicherheit festzustellen ist und daß $d\lambda/\lambda$ Werte über $5 . 10^{-2}$ erreicht. Beispiele bieten viele Bogenlinien und Linien des Sonnenspektrums, etwa die Linie λ 2852 des Magnesiums, die unter Umständen viele Hunderte von Ångströmeinheiten breit wird (man vergleiche auch die D-Linien in Nr. 1, Tafel 1).

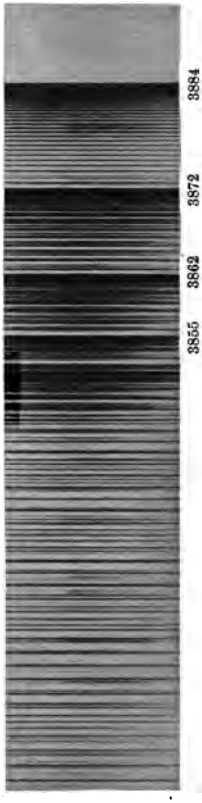


Fig. 8. Cyanbande λ 3884 aus dem Kohlebogen. An den Kanten erscheinen die Linien, die nicht mehr aufgelöst sind, als kontinuierlicher schwarzer Streifen. Zweite Ordnung eines großen Konkavgitters. Lange Wellen rechts.

Ist der Abfall der Intensität einer Linie nach einer Seite ein schnellerer als nach der anderen, so nennt man die Linie einseitig verbreitert, falls sie unter anderen Umständen als scharfe Linie sichtbar ist. Ist der Intensitätsabfall jedoch in allen Fällen auf beiden Seiten der Linie sehr verschieden, so daß die Linie auf der einen Seite unscharf begrenzt erscheint, während ihre Helligkeit auf der anderen Seite schnell abnimmt, so nennt man die Linie einseitig unscharf oder diffus. Beispiele finden sich unter anderen im Chlorspektrum [1]).

Erscheint eine Linie endlich unter allen Umständen als verwaschener Streifen ohne deutliches Maximum und verblaßt sie bei Verringerung der Intensität des Spektrums in ihrer ganzen Breite, ohne vorher eine scharfe Linie zu bilden, so nennt man sie diffus. Beispiele sind etwa die Glieder der ersten Nebenserie des Natriums. Es kommt vor, daß Spektrallinien nur unter gewissen Umständen diffus sind.

Leider mangelt es in der spektroskopischen Literatur an einer

konsequenten Durchführung solcher oder ähnlicher Bezeichnungen, so daß hier eine Quelle von Mißverständnissen ist.

§ 17. Für die Beschreibung der Absorptionsspektra der Gase lassen sich die gleichen Begriffe aufstellen. Statt der Energie nimmt man hier das Absorptionsvermögen, auf das freilich die gleichen Bemerkungen anzuwenden sind wie für das Emissionsvermögen. Die Mannigfaltigkeit des Aussehens der Linien ist hier wohl noch größer. Dies zeigt sich insbesondere bei den Umkehrungserscheinungen. Eine gegen einen Hintergrund mit kontinuierlichem Spektrum umgekehrte Linie oder eine selbstumgekehrte Linie vermag, auch wenn sie einfach ist, Intensitätskurven mit vielfachen Maxima und Minima zu geben. Man spricht dann von einer mehrfachen Umkehrung oder Selbstumkehrung. Kann man die Gültigkeit des Kirchhoffschen Gesetzes zugrunde legen, so läßt sich wieder in einfacher Weise eine Berechnung der Erscheinungen geben. Anders jedoch, wenn dies nicht der Fall ist[1]). Wir übergehen diese Einzelheiten und erwähnen nur noch einen Typus von Absorptionslinien, den man besonders in den Spektren von Sonnenflecken beobachtet. Es sind das die geflügelten Linien. Sie gleichen etwa der Superposition einer diffusen mit einer scharfen Linie. Über ihre eigentliche Natur gehen die Meinungen noch auseinander. Julius vertritt die Ansicht, daß es sich hier um Dispersionsbanden im früher erläuterten Sinne handelt.

§ 18. Eine besondere Erwähnung verdient noch die Feinstruktur der Spektrallinien. Viele derselben, die bei Benutzung mäßiger auflösender Kraft einfach erscheinen, erweisen sich bei Steigerung des Auflösungsvermögens als zusammengesetzt. So ist bereits erwähnt worden, daß die meisten Bogenlinien, die in einem Prismenapparat einfach erscheinen, in höheren Ordnungen von Gitterspektren selbstumgekehrt sind. Wo man bei geringer Dispersion bzw. Auflösung in den Cyanbanden einfache Linien zu sehen glaubt, findet man bei stärkerer Dispersion Gruppen von drei und mehr Linien (man vgl. Fig. 3 u. 4). Die gelbe Heliumlinie, die in Prismenapparaten einfach erscheint, zeigt sich in den Spektren von größeren Gittern doppelt. Die Zahl komplexer Linien wächst mit der auflösenden Kraft der benutzten Spektralapparate, so daß man mit Stufengitter, Interferometer und

Interferenzplatte sehr viele Linien zusammengesetzt findet. Doch gibt es auch Linien, die bisher nicht weiter zerlegt werden konnten. Die *D*-Linien des Natriums bieten ein Beispiel. In den anderen Fällen ist nicht immer gesagt, daß die betreffende Spektrallinie tatsächlich als komplex zusammengesetzt anzusehen ist. Es bedarf vielmehr, wie schon erwähnt, einer genauen Prüfung, ob es sich nicht um Umkehrungserscheinungen oder mehrfache Bilder handelt, die in gewissen Mängeln der Interferenzapparate ihren Ursprung haben. So kommt es, daß bezüglich der Einzelheiten der Struktur mancher Linien die Angaben weit auseinandergehen. Einige Beispiele mögen das Gesagte illustrieren. Für weiteres sei auf Nr. 17 dieser Sammlung verwiesen.

D-Linien: beide einfach.

Heliumlinie bei λ 5876: doppelt, Abstand der Komponenten etwa 0,3 A.-E.

Quecksilber λ 5461: mindestens 7 Komponenten.

In manchen Fällen zeigt sich die komplexe Struktur einer Linie indirekt, z. B. bei der Zerlegung im Magnetfelde, von der noch weiter unten die Rede sein wird.

Übrigens ist die Zusammensetzung der einzelnen Linien keineswegs immer die gleiche. In der Regel ist unter den Komponenten einer gegebenen Linie, oder, wie man sie auch nennt, Satelliten oder Trabanten, eine die stärkste, so daß man in der Praxis der Messungen diese Linie als Repräsentantin der ganzen Linie nimmt. Bei veränderten Leucht-

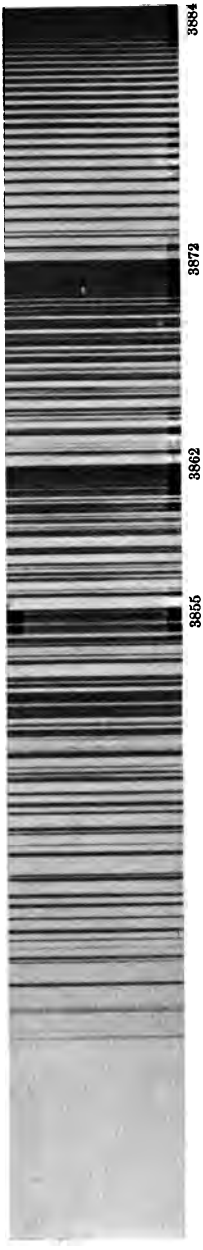


Fig. 4.

Cyanbande λ 3884 aus dem Kohlebogen. Man sieht im Vergleich zu Fig. 3 die steigende Auflösung der einzelnen Linien. Lange Wellen rechts. $1\,A \sim 2{,}8$ mm.

bedingungen kann sich aber nicht nur die relative Intensität der verschiedenen Komponenten ändern, es können vielmehr auch einzelne Komponenten ganz verschwinden oder neue auftreten[1]).

§ 19. Neben dem Aussehen und der Intensitätsverteilung der einzelnen Linien eines Spektrums ist auch die Intensitätsverteilung im ganzen Spektrum in Rücksicht zu ziehen. Man kann dabei verschiedene Gesichtspunkte aufstellen. Zunächst kann man die Gesamtstrahlung einer Gas- oder Dampfmasse untersuchen. Man erhält dann Werte, deren Deutung jedoch noch die Berücksichtigung einer Reihe von Nebenumständen, der Dicke und Struktur der leuchtenden Schicht, ihres Absorptionsvermögens, der Diffusion in ihr und des Einflusses der Gefäße, in die die Gase eingeschlossen sind, erfordert. Diese Größen sind jedoch experimentell sehr schwer zu fassen und setzen auch der theoretischen Behandlung große Schwierigkeiten entgegen. Es muß genügen, an dieser Stelle auf die Untersuchungen von Voigt[1]) und einige Messungen von Ångström[2]) zu verweisen. Gegen letztere lassen sich freilich manche Einwände erheben. Alles in allem ist über die Gesamtstrahlung leuchtender Gase wenig bekannt.

Ein zweites Verfahren besteht darin, große Teile des Spektrums von Gasen miteinander zu vergleichen, etwa den ultraroten Bereich mit dem Bereich kurzer Wellenlängen. Derartige Messungen hat z. B. wiederum Ångström[3]) ausgeführt und dabei einige Regeln über die Änderung des Verhältnisses zwischen der sichtbaren und der ultraroten oder „Wärmestrahlung" gefunden. Allein die Versuchsbedingungen der elektrisch erregten Gase waren zu kompliziert, um eindeutige Schlüsse zu gestatten. Auch ist die genannte Einteilung des Spektrums ersichtlich eine durchaus willkürliche.

Ein drittes Verfahren würde darin bestehen, die Gesamtintensität aller Linien zu bestimmen, von denen man mit Grund annehmen kann, daß sie ein gemeinsames System bilden, etwa der Linien, die zu einer der noch zu besprechenden Serien gehören. Man könnte hier von der Gesamtenergie eines Liniensystems sprechen. Bisher liegen derartige Messungen nicht vor.

Dann kann man die Energieverteilung innerhalb der Linien eines Linienspektrums untersuchen, d. h. feststellen, wie sich unter verschiedenen Bedingungen die relative Intensität oder auch die Energieverteilung innerhalb eines Spektrums ändert. Derartige

Messungen stehen ersichtlich in Analogie zu den Messungen über die Verteilung der Energie im Spektrum des schwarzen oder der nicht schwarzer fester Körper. Es ist aber eine Reihe großer Schwierigkeiten zu überwinden, um auf diesem Wege zu brauchbaren Resultaten zu gelangen. Zunächst ist zweifelhaft, welche Größe man als die unabhängige Veränderliche nehmen soll, durch deren Variation man die Intensität innerhalb des Spektrums verändert. Der bei den festen Körpern zum Ziele führende Weg, nämlich die betreffenden Körper auf verschiedene Temperatur zu erhitzen, ist bei den Gasen bisher nicht mit Erfolg beschritten worden, auch wird von manchen bestritten, daß er überhaupt gangbar ist. So bleibt nur übrig, das Leuchten der zu untersuchenden Gase durch Methoden zu erreichen, bei denen es unklar ist, welche Größe über die Intensität des Leuchtens entscheidet. Die vorliegenden Versuche sind meist mit Hilfe der Änderung eines elektrischen Stromes gemacht worden, den man durch das betreffende Gas schickt.

Weiter ist es fraglich, was eigentlich, sei es auf bolometrischem, sei es auf photographischem, sei es auf photometrischem Wege gemessen wird. Neben der Gesamtintensität der Linie kommt die Änderung des Intensitätsverlaufes innerhalb der einzelnen Linie in Betracht, die bei dem bisher benutzten Messungsverfahren überhaupt nicht bestimmt werden konnte. In den vorliegenden Untersuchungen wurde vielmehr ausschließlich die Gesamtintensität jeder Linie gemessen, also die in einer Verbreiterung einer Linie steckende Energie ebenso behandelt, wie ein Energiezuwachs durch Steigerung des Maximums der Linie oder, wie wir auch sagen können, der Intensität der Linie. Bei bolometrischen und photometrischen Untersuchungen in sehr linienreichen Spektren, z. B. Bandenspektren, ist es bisher sogar nicht möglich gewesen, einzelne Linien zu isolieren, man hat vielmehr ganze Komplexe von Linien auf einmal gemessen.

Sodann ist die Intensität einer Linie eines Gases nicht nur von dem Emissionsvermögen des Gases für die betreffende Stelle, sondern auch von dem Absorptionsvermögen abhängig. Es liegt hier ein charakteristischer Unterschied zwischen dem Leuchten der festen Körper und demjenigen der Gase vor. Eine glühende Fläche eines festen Körpers erscheint gleich hell, unter welchem Winkel wir sie auch betrachten. Das trifft nicht zu auf eine leuchtende Gasmasse, etwa eine Flamme, oder auf eine fluoreszierende Substanz.

Hier ist die Helligkeit im allgemeinen um so größer, je mehr wir die leuchtende, dünne Schicht in der Längsrichtung, end on, betrachten. Man kann daher die Helligkeit eines leuchtenden Gases in der Regel bedeutend vergrößern, wenn man seine Schichtdicke vergrößert, z. B. mehrere Flammen hintereinander stellt oder eine Kapillare einer Geisslerröhre in der Längsdurchsicht untersucht. Dieser Effekt ist indes für verschiedene Linien keineswegs gleich. Während man z. B. bei Benutzung einer Natriumflamme schnell eine Grenze erreicht, bei der die Helligkeit der D-Linien durch Benutzung weiterer Flammen praktisch nicht mehr gesteigert wird, gilt dies nicht für das kontinuierliche Spektrum des Natriums, das sich in der gleichen Flamme zeigt. Sofern man das Kirchhoffsche Gesetz zugrunde legen kann, lassen sich wiederum alle diese Erscheinungen in einfacher Weise übersehen. Es ergibt sich dann der Schluß, daß in jeder Linie bei genügender Steigerung der Schichtdicke die Emission gleich derjenigen eines schwarzen Körpers bei der gleichen Temperatur werden müßte, oder auch, daß man durch Messung der Absorption und der Emission den Einfluß der Schichtdicke eliminieren kann. Man müßte dann das Emissionsvermögen des schwarzen Körpers für die betreffende Temperatur und die betreffende Wellenlänge erhalten. Weiter würde folgen, daß bei verschiedener Erregung sich der Quotient Emission durch Absorption nach den bekannten Regeln für die Emission des schwarzen Strahlers ändern müßte. Aus diesem Grunde ist auch von verschiedenen Seiten die Messung des Quotienten E/A für leuchtende Gase als das eigentliche Ziel von Intensitätsmessungen an denselben aufgestellt worden.

In der Tat haben einige Messungsreihen zu dem Schlusse geführt, daß sich das Verhältnis E/A innerhalb gewisser Linienreihen eines Spektrums wirklich wenigstens qualitativ so verhält, wie man es für eine Temperaturstrahlung erwarten müßte. Allein es zeigen sich auch Ausnahmen. An dieser Stelle genügt es, festzustellen, daß die Messung von E/A für die Linien eines leuchtenden Gases ein möglicher, aber keineswegs der einzige oder der notwendige Weg ist, um den Verlauf der Energie der betreffenden Linien zu charakterisieren [4]).

Endlich ist zu berücksichtigen, daß man die auf diesem oder anderem Wege gewonnenen Werte für die Energie oder Intensität von Spektrallinien nicht ohne weiteres miteinander vergleichen kann. Bei Besprechung des Problems der mehrfachen Spektra

werden wir sehen, daß innerhalb eines Spektrums bei verschiedener Leuchterregung nicht nur Intensitätsänderungen, sondern auch tiefgreifende Konstitutionsänderungen vorkommen, die es fast unabweisbar erscheinen lassen, daß gleichzeitig in der Struktur oder dem Mechanismus der leuchtenden Teilchen eine Änderung vor sich gegangen ist. Will man also die Emissionen in verschiedenen Linien miteinander vergleichen, so muß man sicher sein, daß es sich auch um die Emission des gleichen Trägers handelt [5]). Diese Frage ist gleichfalls schwierig zu beantworten. Die einzige Regel, die sich hier benutzen läßt, ist die Regel, daß die betreffenden Linien auf irgend eine Weise als spektroskopisch zusammengehörig erwiesen sein, etwa einer Serie angehören müssen. Allein auch so ist keine völlige Sicherheit vorhanden.

Zusammenfassend kann man sagen, daß die Aufgabe der quantitativen Bestimmung der Energieverteilung und der Energieänderungen in den Spektren der Gase und Dämpfe auf die größten Schwierigkeiten stößt, und daß es bisher nicht gelungen ist, nach jeder Richtung einwandfreie und zuverlässige Resultate zu erhalten.

§ 20. Mit der Angabe der Wellenlängen eines Gasspektrums und der Intensitätsverteilung innerhalb jeder einzelnen Linie und innerhalb des ganzen Spektrums ist jedoch das letztere noch keineswegs vollständig beschrieben. Denn es zeigt sich, daß manche Linien, die sich hinsichtlich ihrer Intensitätsverteilung und ihres Aussehens qualitativ gleich verhalten, dennoch fundamentale Unterschiede besitzen, wenn man sie unter besonderen Bedingungen, etwa in einem Magnetfelde, oder bei hohem Druck oder in einer anderen Atmosphäre untersucht. Eine Beschreibung eines Spektrums durch die angegebenen Daten muß daher durch eine detaillierte Untersuchung aller einzelnen Linien unter allen möglichen Versuchsbedingungen ergänzt werden. Welches diese Bedingungen sind, wird in dem Abschnitt über Veränderlichkeit der Spektra noch zu untersuchen sein. Es kann nach dem Vorstehenden nicht wundernehmen, daß bisher nur eine verhältnismäßig kleine Zahl von Gasspektren mit einer gewissen Vollständigkeit untersucht worden ist, z. B. die Spektra des Natriums. Dennoch bleibt selbst bei diesen Elementen noch eine nicht abzusehende Fülle experimenteller Arbeit zu leisten, ehe man von einer wirklichen Kenntnis der betreffenden Spektra sprechen kann.

§ 21. Für die weiteren Auseinandersetzungen wird es gut sein, zunächst die verschiedenen Typen der Gasspektra zu unterscheiden. Es mag gleich vorausgeschickt werden, daß auch diese Definitionen keineswegs allgemein angenommen sind, sich auch nicht als notwendig und streng geschieden nachweisen lassen. Da man über den Mechanismus der Spektra der Gase nichts Sicheres weiß, so ist man gezwungen, auf Grund der verschiedensten Eigenschaften der Spektra einen Vergleich anzustellen. Eine nähere Begründung unserer Einteilung wird sich daher erst im Laufe der folgenden Kapitel ergeben, wenn wir die Gesetzmäßigkeiten in den Spektren besprochen haben. Es wird von dem Werte, den man nach seiner persönlichen Erfahrung diesem oder jenem Kriterium beilegt, abhängen, ob man der einen oder der anderen Definition den Vorzug geben will. Nur dürfen selbstverständlich dabei keine Tatsachen außer acht gelassen werden. Die folgende Einteilung entspricht zugleich der von der Mehrzahl der Astronomen und Physiker gegenwärtig angenommenen Klassifizierung. In der Praxis wird man so leicht nicht zweifelhaft sein, in welche Kategorie man ein Spektrum einordnen soll. Nach diesen Vorbemerkungen unterscheiden wir:

1. Kontinuierliche Emission bzw. Absorption. Darunter ist eine Emission zu verstehen, die sich von der Emission des schwarzen Körpers nur durch ihre absolute Intensität und durch ihre Energieverteilung unterscheidet. In der Regel liefern Gase eine solche Emission nur unter besonderen Umständen. So kann z. B. Wasserstoff bei hohem Druck ein kontinuierliches Spektrum liefern. Natriumdampf besitzt bei großer Dampfdichte und einer Temperatur nahe der Rotglut ein kontinuierliches Absorptionsspektrum. Man hat Grund zu der Annahme, daß auch in manchen Himmelskörpern Gase ein kontinuierliches Spektrum liefern. Die Frage, ob ein vorliegendes Spektrum kontinuierlich ist, läßt sich nicht immer ohne weiteres entscheiden.

2. Sind zu unterscheiden in Emission und Absorption die Streifenspektra. Darunter kann man Spektra verstehen, die sich aus Emissions- bzw. Absorptionsbezirken zusammensetzen, die einzeln für sich den Absorptionsstreifen der meisten organischen Farbstoffe gleichen, also mehr oder minder große Stücke eines kontinuierlichen Spektrums darstellen; von den kontinuierlichen Spektren unterscheiden sie sich dadurch, daß über größere Spektral-

bezirke die Emission bzw. Absorption praktisch gleich Null ist, von den Linienspektren dadurch, daß es auf keine Weise möglich ist, ein derartiges Streifenspektrum in ein Linienspektrum überzuführen. Wie man sieht, ist diese Definition nicht sehr exakt. Man kann sie schärfer machen, wenn man gewisse Hypothesen heranzieht. Allein das wollen wir hier vermeiden. Spektra der geschilderten Art werden gewöhnlich schlechtweg Bandenspektra genannt. Der Name Streifenspektra ist nicht eingebürgert*). Man sollte indes den Namen Bandenspektrum für die weiterhin zu nennenden Spektra reservieren. Echte Streifenspektra sind bei den Gasen die Ausnahme. Die Dämpfe mancher Substanzen, namentlich organischer Farbstoffe, zeigen Streifenspektra in Absorption. Auch liefern die gleichen Substanzen Streifenspektra in Emission, wenn sie in elektrische Wechselfelder gebracht werden oder fluoreszieren. Endlich erhält man unter Umständen Streifenspektra durch Ausartung von anderen Spektren [1]).

3. Linienspektra (Plücker und Hittorf 1865: Spektra zweiter Ordnung) werden solche Spektra genannt, die entweder stets oder unter geeigneten Bedingungen sich aus Spektrallinien zusammensetzen, die, so zahlreich sie auch sonst sein mögen, keine Häufungsstellen besitzen, die zugleich Maxima der Intensität sind. Alle bekannten chemischen Elemente besitzen derartige Linienspektra, dagegen ist keine chemische Verbindung bekannt, für die das gleiche zuträfe. Linienspektra können aus wenigen Linien bestehen, wie z. B. die Linienspektra des Bors und des Kohlenstoffs. Sie können aber auch Tausende von Linien umfassen, wie z. B. das Bogenspektrum des Cers. In solchen Fällen sind indes die Linien nicht in gewissen Spektralgegenden gehäuft. Häufungen finden sich in der Regel nur an den Enden der Serien. Die Zahl der Fälle, in denen dergleichen beobachtet ist, ist indes gering. Außer dem Wasserstoff sind nur die Alkalien zu nennen. Dabei handelt es sich nur um relativ wenige Linien, höchstens 50, die gemessen sind; sie verteilen sich zugleich über einen Bereich von mehreren Tausend Å.-E. und werden um so schwächer, je näher sie zusammenrücken. Die Linienspektra besitzen eine Reihe weiterer gemein-

*) Er ist ursprünglich für Bandenspektra benutzt worden, die nur infolge geringer Dispersion als Streifenspektra erschienen. Es erscheint möglich, daß die bisher beschriebenen Streifenspektra in Emission sich als unecht erweisen.

samer Eigenschaften, die sie freilich nicht von den anderen Spektrenarten scheiden. Davon wird weiter unten die Rede sein.

Wie man sieht, ist auch die vorstehend für ein Linienspektrum gegebene Definition keineswegs voll befriedigend. Allein, wenn sich auch vielleicht auf Grund von gewissen Hypothesen eine scheinbar schärfere Definition geben läßt, so schließt ein solches Verfahren doch in anderer Hinsicht so viele Willkür ein und leistet praktisch so wenig bei der Beurteilung eines vorgelegten Spektrums, daß wir es an dieser Stelle übergehen. Tatsächlich ist bei Benutzung der gegebenen Definition in der Praxis kaum ein Zweifel möglich. Es herrscht in jedem einzelnen Falle so gut wie Einstimmigkeit darüber, ob man das fragliche Spektrum als Linienspektrum bezeichnen soll oder nicht. (Man vgl. die Spektra 1, 2, 4, 5, 8 der Tafel.)

4. Bandenspektra nennt man solche Spektra, die in der Regel durch großen Linienreichtum auffallen und in denen die Linien Häufungsstellen besitzen können, die zugleich Maxima der Intensität sind. Alle chemischen Verbindungen, die überhaupt ohne sich zu zersetzen in Dampfform untersucht werden können, sowie die Mehrzahl der Elemente besitzen in Emission oder Absorption oder auch in beiden Bandenspektren, oder, wie sie zuerst von Plücker und Hittorf genannt worden sind, Spektra erster Ordnung. Vielfach und besonders bei Benutzung geringer auflösender Kraft zeigen Bandenspektra ein eigentümlich schraffiertes Aussehen, das in einer Verteilung von Helligkeit und Dunkelheit besteht, die der Helligkeitsverteilung auf der Oberfläche einer seitlich beleuchteten kannelierten Säule ähnlich ist. Darum werden solche Spektra auch kannelierte Spektra genannt. Beispiele sind u. a. die Bandenspektra des Stickstoffs, des Jods und des Schwefels. Allein ein solches Aussehen ist keineswegs die Regel, wie wir noch weiter sehen werden.

Die Fig. 6 und 7 der Tafel, ferner Fig. 3, Fig. 4 sowie die Fig. 10 u. 11 geben Beispiele von Bandenspektren und zeigen zugleich, wie mannigfaltig und verschieden das Aussehen eines derartigen Spektrums sein kann.

Auch für die Bandenspektra hat man auf Grund gewisser Hypothesen Definitionen gegeben. Es gilt jedoch von ihnen das bereits bei den Linienspektren Gesagte. Wir wollen daher erst später auf sie zurückkommen.

Die vier genannten Arten von Gasspektren sind keineswegs in dem Sinne voneinander geschieden, daß man immer nur die

eine oder die andere Art bei gegebenen Bedingungen beobachtete. Vielmehr kann ein bestimmtes Gas alle verschiedenen Arten von Spektren gleichzeitig aufweisen. Auch ist zwischen einigen Arten von Spektren ein kontinuierlicher Übergang möglich. Wir kommen damit zu dem Probleme der mehrfachen Spektra und der Veränderlichkeit der Spektra.

3. Konstanz und Veränderlichkeit der Spektra. Mehrfache Spektra. Verbindungsspektra.

§ 22. Untersucht man eine Anzahl von Gasspektren unter den gleichen und stets festgehaltenen Bedingungen, z. B. in einem Bogen, oder in einer Flamme, oder in einem Funken, so zeigt jedes Element ein charakteristisches Spektrum, sei es ein Linien-, sei es ein Bandenspektrum, sei es, daß sein Spektrum aus Linien und Banden gemischt ist. Die Linien und Banden ändern mit der benutzten Substanzmenge ihre Intensität, auch wohl ihre Breite; auch die Anwesenheit fremder Elemente beeinflußt vielfach die Intensität der beobachteten Linien und Banden. Allein die Wellenlänge derselben, ihr Platz im Spektrum, bleibt ungeändert. Nimmt die Intensität des Spektrums stark ab, entweder weil nur eine geringe Menge Substanz anwesend ist oder weil das Leuchten anderer Gase und Dämpfe überwiegt, so bleiben schließlich von einem Spektrum nur wenige Linien übrig, die in der Regel zugleich die stärksten sind. Auf dieser Tatsache beruht die Spektralanalyse. Eine einzige hervorragend starke Linie eines Elementes, z. B. die gelbe Heliumlinie oder die D-Linie des Natriums, liefert dann den sicheren Nachweis, daß das betreffende Element gegenwärtig ist[1]). Findet man nur eine einzige Linie, so muß diese freilich mit großer Sicherheit gemessen werden, um allein als Kriterium der Anwesenheit eines Elementes zu dienen. Man wird in der Regel finden, daß andere gleich starke Linien oder Banden eines Spektrums zugegen sind, wenn man eine Linie gefunden zu haben glaubt. Die Sicherheit und Empfindlichkeit dieses Nachweises ist sprichwörtlich, so daß die Methode in Physik, Chemie und Astrophysik allgemeine und unbestrittene Anwendung findet. Wir gehen an dieser Stelle nicht näher auf sie ein. Der umgekehrte Schluß, nämlich aus der Abwesenheit einer Linie oder einer Bande auf die Abwesenheit eines Elementes ist unsicher. So fehlt in einer mit Chlor gespeisten

Bunsenflamme die Natriumlinie, wenn man auch Natriumdampf im Überschuß einführt. Spuren von Argon sind unter gewöhnlichen Umständen in einer Geisslerröhre neben Stickstoff nicht sichtbar. Die Haloidspektra fehlen in dem Sonnenspektrum.

Die Empfindlichkeit der positiven Spektralreaktion hat zu Versuchen geführt, eine quantitative Spektralanalyse zu begründen. Indes sind alle derartigen Versuche mißglückt. Jedenfalls erweisen sich die aufgestellten Regeln nur unter zahlreichen Nebenbedingungen und bei einer ganz speziellen Versuchsanordnung brauchbar, die gar nicht oder nur mit den größten Schwierigkeiten reproduziert werden kann. Es ist vielleicht nicht überflüssig, hervorzuheben, daß sich diese Bemerkung lediglich auf leuchtende Gase und Dämpfe bezieht. Bei der Absorption liegen die Verhältnisse in mancher Hinsicht günstiger.

Eine Zeitlang ist darüber gestritten worden, ob die Grundlage der Spektralanalyse, d. h. die Unveränderlichkeit der Wellenlängen eines Spektrums innerhalb weiter Grenzen der Dampfdichte, des Druckes und der Leuchtbedingungen, richtig sei. Exner und Haschek sowie Kent haben behauptet, daß erhebliche Änderungen in den Wellenlängen von Linien eintreten, wenn man z. B. im Funken die Menge des Dampfes verändert oder verschieden starke Entladungen anwendet. Nach den Messungen von Kayser, Keller, Eder und Valenta und Anderson ist dies jedoch nicht zutreffend. Scheinbare Änderungen der fraglichen Art haben vielmehr darin ihren Grund, daß die gemessenen Linien bei den veränderten Bedingungen sich verbreitern und unscharf werden. Dann wird es natürlich von der Technik der Messungen abhängen, ob Differenzen gegen die Messungen an scharfen Linien auftreten. Im nächsten Abschnitt kommen wir nochmals auf diese Frage zurück [1]).

§ 23. Stand im Beginn der Spektroskopie die Konstanz der Spektra im Vordergrunde des Interesses, so hat in neuerer Zeit gerade die Veränderlichkeit der Spektra eine besondere Bedeutung gewonnen. Diese Bedeutung haben übrigens auch schon Kirchhoff und Bunsen erkannt.

Man kann die Änderungen, die bei wechselnden Bedingungen in einem Spektrum eintreten, in drei Klassen teilen, erstens in Änderungen, die den Spektralcharakter betreffen, zweitens in Änderungen, die einzelne Linien betreffen, und drittens in Än-

derungen, die gewisse Gruppen von Banden und Linien betreffen. Diese Änderungen schließen sich nicht gegenseitig aus, sie finden vielmehr in der Regel gleichzeitig statt und sind von einer fast unerschöpflichen Mannigfaltigkeit, so daß eine schematische Übersicht nur ein unvollkommenes Bild davon zu geben vermag. Wir wollen sie zunächst im allgemeinen besprechen und die Erörterung der dabei beobachteten Gesetzmäßigkeiten in einem späteren Kapitel vornehmen.

§ 24. Die Tatsache, daß ein und dasselbe chemische Element mehrere Spektra aufweisen kann, ist von Plücker und Hittorf[1]) entdeckt worden. Gase oder Dämpfe vermögen je nach den Bedingungen, unter denen sie leuchten, mehrere Linien- und Bandenspektra zu emittieren. Wir sehen dabei vorläufig ab von feineren Unterschieden in der Intensitätsverteilung und in dem Verhalten einzelner Linien. So besitzt Argon zwei gänzlich verschiedene Linienspektra, die keine Linie gemeinsam haben, Bor ein Linien- und ein Bandenspektrum, Natrium ein Linienspektrum und mindestens zwei Bandenspektra, dazu ein kontinuierliches Spektrum usf.

In vielen Fällen lassen sich diese verschiedenen Spektra völlig voneinander trennen. So erhält man z. B. mit Kondensator und Funkenstrecke in einer engen Röhre das Linienspektrum des Stickstoffs, ohne Kondensator in der positiven Säule das sogenannte positive Bandenspektrum, dazu in der Nähe der Kathode noch das negative Bandenspektrum.

In anderen Fällen bleiben die Linien des einen Spektrums, wenn auch oft geschwächt, bestehen, während das andere auftritt. So besitzt der Wasserstoff zwei verschiedene Spektra. Man kann aber wohl das Serienspektrum ohne das zweite Wasserstoffspektrum erhalten, nicht aber umgekehrt. Ebenso kann man zwar die Serienlinien des Natriums ohne die Banden erhalten, nicht aber die Banden ohne die Linien der weiter unten noch zu erwähnenden Hauptserie.

Solche Beispiele ließen sich in beliebiger Zahl geben. Im ganzen läßt sich sagen, daß die meisten Elemente mehrere Linien- und Bandenspektra besitzen, und daß man oft ein Gemisch aus allen beobachtet. Für jedes einzelne Spektrum sind gewisse Erzeugungsbedingungen am günstigsten. Treten sie ein, so nimmt das betreffende Spektrum an Intensität zu, die anderen Spektra werden schwächer oder verschwinden gänzlich. Dagegen ist noch niemals ein kontinuierlicher Übergang von einem Linienspektrum

zu einem Bandenspektrum oder umgekehrt beobachtet worden, auch nicht ein kontinuierlicher Übergang zweier Linien- oder Bandenspektra ineinander, in dem Sinne, daß die Linien des einen Spektrums sich etwa verschoben hätten.

Es kann ferner vorkommen, daß in verschiedenen Teilen derselben leuchtenden Gasmasse die Bedingungen für die verschiedenen Spektra verschieden günstig sind. Man sieht dann in einem Teile das eine, in dem anderen Teile das andere Spektrum vorwalten oder allein herrschen. Derartige Unterschiede sind besonders häufig in engen und weiten Teilen einer Geisslerschen Röhre, im Inneren und im Mantel eines elektrischen Bogens, an der Kathode und an der Anode einer Vakuumröhre zu sehen. Die Erörterung der für dieses Verhalten gegebenen theoretischen Erklärungen stellen wir einstweilen zurück. Im allgemeinen bestätigt die Praxis die Regel, daß in Lichtquellen mit niedriger Temperatur oder bei geringer Stromdichte die Bandenspektra begünstigt werden, daß dagegen die Linienspektra um so mehr vorwalten, je höher die Temperatur bzw. die Stromdichte ist. Der Übergang von dem einen zu dem anderen Spektrum kann bei allmählicher Änderung der Leuchtbedingungen allmählich vor sich gehen. Es gibt jedoch auch Fälle, wo beim Überschreiten bestimmter Grenzwerte der Leuchtbedingungen der Umschlag plötzlich erfolgt. In dieser Weise wirkt z. B. in der Regel die Einschaltung einer Funkenstrecke in den Entladungsstromkreis.

§ 25. Wie schon einmal gesagt wurde, ist bisher kein Fall bekannt geworden, wo eine Verbindung ein Linienspektrum geliefert hätte. Angaben, die sich darüber in der Literatur finden, beruhen nur auf ungenauer Ausdrucksweise: so wird vielfach von den Linien des Calciumchlorids oder ähnlicher Verbindungen gesprochen, während Banden gemeint sind, die bei Benutzung kleiner Apparate freilich zur Not mit verbreiterten Linien verwechselt werden können. Aus diesem Grunde ist man sich wohl ausnahmslos darüber einig, daß in einem gegebenen Falle ein Auftreten des Linienspektrums demjenigen Elemente zuzurechnen ist, in dessen Spektrum unter anderen Verhältnissen die gleichen Linien gefunden worden sind.

Leider fehlen solche Kriterien für die Bandenspektra. Sowohl die Elemente (z. B. Jod, Natrium, Schwefel, Stickstoff), wie Verbindungen (z. B. Cyan, Fluoride der Erdalkalien, Benzol) können

Bandenspektra liefern, zu deren Unterscheidung bisher kein Kriterium gefunden ist. Nun finden in vielen Lichtquellen (Bogen, Flamme, Funke) unzweifelhaft energische chemische Prozesse statt, bei denen eine Reihe Verbindungen als Endprodukte, daneben aber auch noch eine Reihe weiterer Verbindungen als Zwischenprodukte erzeugt werden. Es ist also eine unter Umständen sehr schwer zu entscheidende Frage, ob ein bestimmtes Spektrum einer Verbindung oder einem Element angehört. Bei der außerordentlichen Empfindlichkeit der spektralanalytischen Reaktionen und der Schwierigkeit, ja man könnte fast sagen, praktischen Unmöglichkeit, kleinste Spuren fremder Gase aus den zum Leuchten erregten Gasen und Dämpfen fernzuhalten, läßt sich fast nie der absolut sichere Beweis führen, daß ein gegebenes Bandenspektrum einem bestimmten Körper zukommt. Die Geschichte der Spektroskopie ist reich an Beispielen von wissenschaftlichen Streitigkeiten über derartige Fragen. Vielleicht das bekannteste unter ihnen ist die Streitfrage nach dem Ursprung der sogenannten Kohlebanden, in der auch heute noch die Meinungen gänzlich auseinandergehen. Verhältnismäßig sichere Schlüsse kann man ziehen, wenn das fragliche Spektrum zugleich in Absorption bekannt ist, unter Verhältnissen, die eine chemische Reaktion unwahrscheinlich machen.

§ 26. In den bisher genannten Fällen handelt es sich immer um den Übergang zweier gänzlich verschiedener Spektraltypen ineinander. Es gibt aber auch viele Beispiele, wo der Umschlag kein so vollständiger ist. Hier pflegt die Änderung des Spektrums in der Regel darin zu bestehen, daß unter gewissen Bedingungen vorhandene Linien oder Banden unter anderen Bedingungen zurücktreten, während gleichzeitig das Spektrum sich durch neu erscheinende Linien oder Banden umgestaltet. Eine derartige Änderung ist z. B. die Regel beim Übergang vom Bogen zum Funken. Stellt man z. B. ein Bogenspektrum des Natriums her, so überwiegen die Serienlinien, die weiter unten noch besprochen werden. Erzeugt man aber dasselbe Spektrum als Funkenspektrum zwischen Metallelektroden in Wasserstoff, oder indem man einen Kupferbogen in Natriumdampf herstellt, so sind zwar die Serienlinien noch vorhanden, allein sie sind wesentlich schwächer. Dafür treten zahlreiche andere Linien neu auf, von denen im Bogen für gewöhnlich nichts zu sehen ist.

Wir sind damit bereits zur zweiten Art der Veränderlichkeit der Spektra, der Veränderung gewisser Gruppen von Linien übergegangen. Zu diesem Punkte liegt eine große Zahl von zerstreuten und vielfach unsicheren oder bestrittenen Angaben vor, die sich bisher nicht unter einen einheitlichen Gesichtspunkt bringen lassen. Die Gruppen, von denen hier die Rede ist, können aus einzelnen Banden, oder aus einer einzelnen Linie, oder aus Linienkomplexen bestehen. Einige Beispiele mögen dies erläutern. Es ist nicht möglich, in einer Vakuumröhre ein Stickstoffspektrum herzustellen, das, wenn es die positiven Banden enthält, nicht auch die negativen Banden enthielte. Allein diese treten nur in der Nähe der negativen Elektrode auf, und zwar auch dann, wenn man den Kathodenfall beseitigt bzw. stark herabsetzt.

Im Spektrum des Magnesiums findet sich eine Linie bei λ 4481. Allein diese Linie tritt nur auf im Funken oder an der Kathode eines Bogens unter ganz bestimmten Voraussetzungen.

Außer der im Laboratorium bekannten Serie besitzt der Wasserstoff eine weitere Serie. Allein diese Serie ist bisher nur im Spektrum von ζ Puppis und einiger anderen Sterne bekannt. — Natriumdampf zeigt nur die Linien der Hauptserie, nicht diejenigen der Nebenserien in Absorption. — Im Fluoreszenzspektrum des Natriums läßt sich eine Reihe von Gruppen ganz verschiedener Linien einzeln zum Leuchten bringen, wenn man verschiedene Wellenlängen zur Erregung der Fluoreszenz benutzt. — Auch diese Beispiele ließen sich beliebig vermehren.

§ 27. Besonders groß ist die Variation im Verhalten der einzelnen Linien. Eine Spektrallinie kann sich zunächst verbreitern, sie kann ihre Intensität ändern, sie kann sich umkehren, sie kann sich spalten, sie kann verschiedene Polarisationszustände annehmen, sie kann ihre Feinstruktur ändern, sie kann sich verschieben, sie kann endlich mehrere der genannten Veränderungen gleichzeitig durchmachen. Eine Reihe der letzteren treten nur unter bestimmten Bedingungen ein und führen besondere Namen.

Wir wollen für jeden der genannten Punkte ein Beispiel geben, die Besprechung der dabei auftretenden Gesetzmäßigkeiten indes für ein späteres Kapitel versparen.

Verbreiterung. Unter wechselnden Bedingungen kann eine Linie, die scharf war, unscharf werden oder auch umgekehrt. Da-

bei kann die Verbreiterung außerordentliche Werte erreichen und schließlich dazu führen, daß an die Stelle eines Linien- oder Bandenspektrums ein kontinuierliches Spektrum tritt. Über die eigentliche Ursache der Verbreiterung gehen die Meinungen auseinander.

Zunächst kann die Steigerung der Temperatur eine Verbreiterung herbeiführen. Diese Verbreiterung folgt einigermaßen den Regeln, die man bei Anwendung des Dopplerschen Prinzips auf die leuchtenden Gasmoleküle erwarten müßte. Die Linien des Wasserstoffs des Neons oder des Natriums sind Beispiele.

Weiter kann die Steigerung der Dampfdichte Linien oder Banden verbreitern. Die meisten beobachteten Verbreiterungen dürften unter diese Kategorie fallen. Bei geringer Dampfdichte sind z. B. die Linien, aus denen sich das Absorptionsspektrum des Jods zusammensetzt, scharf. Steigert man die Dampfdichte, so verbreitern sie sich und fließen zuletzt zu einem kontinuierlichen Spektrum zusammen. — Die Linien des Eisenspektrums sind außerordentlich scharf, wenn man sie mit Hilfe der Spuren von Eisen erzeugt, die in jeder Bogenkohle enthalten sind. Benutzt man eine Eisenelektrode gegen eine Kohleelektrode, so verbreitern sie sich, wendet man zwei Eisenelektroden an, so sind sie noch unschärfer.

Auch die Vergrößerung der Schichtdicke kann unter Umständen Linien oder Banden verbreitern. So nimmt beispielsweise die Breite der D-Linien des Natriums außerordentlich zu, wenn man statt einer Bunsenflamme eine größere Anzahl derselben hintereinander beobachtet, oder wenn man eine Natriumflamme in den Mittelpunkt einer spiegelnden Hohlkugel stellt. Dieser Effekt tritt jedoch nicht immer ein. Beispiele sind die terrestrischen Linien oder die Emissionslinien in Nebelflecken.

Weiter kann der Druck Verbreiterungen herbeiführen, und zwar sowohl, wenn die Drucksteigerung durch ein fremdes, nicht reagierendes Gas, wie wenn sie durch das untersuchte Gas selbst herbeigeführt wird. In letzterem Falle ist es ersichtlich nicht möglich, die Wirkung einer Drucksteigerung von derjenigen der Dichtesteigerung zu trennen, so daß die Meinungen darüber auseinander gehen, ob die Wirkung der Drucksteigerung in diesem Falle nicht nur eine scheinbare ist. Beispiele der ersten Art sind die Verbreiterungen, die man an den Linien des Absorptionsspektrums des Natriums wahrnimmt, wenn man Wasserstoff oder

Kohlensäure oder Stickstoff unter verschiedenen Drucken gleichzeitig mit dem Natriumdampf in das Absorptionsrohr bringt [1]). Weiter seien die Verbreiterungen genannt, die man etwa in den Bogenspektren des Kupfers oder Silbers beobachtet, wenn man einen Silberbogen oder einen Kupferbogen in geschlossenen Gefäßen bei Drucken von mehreren Atmosphären brennen läßt [2]).

Beispiele der zweiten Art sind die Verbreiterungen, die an den Linien der Wasserstoffserie beobachtet werden, wenn man Geisslersche Röhren mit Wasserstoff von mehreren Zentimetern Druck füllt oder einen Funken durch eine unter hohem Druck stehende Wasserstoffatmosphäre schlagen läßt. Doch braucht eine Steigerung des Druckes nicht immer eine Verbreiterung der Linien herbeizuführen. Das geht unter anderem daraus hervor, daß man auch bei sehr hohen Drucken die Wasserstofflinien scharf erhalten kann, wenn man passende Selbstinduktion in den Entladungskreis eines Funkens einschaltet.

Auch die bloße Anwesenheit eines fremden Gases kann eine Verbreiterung von Linien bewirken. Ein Beispiel ist wieder das Absorptionsspektrum des Natriumdampfes, in dem manche Linien verbreitert werden, auch wenn der Druck des fremden Gases nur einen Millimeter beträgt.

Endlich gibt es viele Spektrallinien, die in einem Magnetfelde verbreitert erscheinen, sei es, daß man die im Magnetfelde befindliche Lichtquelle in der Richtung der Kraftlinien oder in einer dazu geneigten Richtung untersucht. Es ist das ein Spezialfall des gleich noch zu nennenden Zeemaneffektes.

Auch der umgekehrte Effekt ist möglich, doch gilt im allgemeinen die Regel, daß eine Linie oder die Linien einer Bande um so schärfer erscheinen, je kleiner die Schichtdicke des Gases, je geringer seine Dichte, je niedriger seine Temperatur und je reiner das Gas ist.

In der Art der Verbreiterung zeigen sich, wie bereits früher erwähnt worden ist, die größten Verschiedenheiten. Einzelne Linien verbreitern sich nach beiden Seiten, andere einseitig, wieder andere nach beiden Seiten in verschiedenem Maße. Gründe für dieses Verhalten sind bisher nicht bekannt geworden.

§ 28. Mit den Verbreiterungserscheinungen gehen in der Regel Änderungen in der relativen Intensität der einzelnen

Linien Hand in Hand. Dabei ist bemerkenswert, daß es hauptsächlich die Linienspektra sind, die derartige Änderungen erfahren, während die Zahl der Fälle, in denen ein gleiches für Bandenspektra gilt, sehr klein ist. Auch hier gibt es kaum eine experimentelle Bedingung, die nicht unter Umständen in dem in Rede stehenden Sinne wirken könnte.

Daß bei verschiedener Dampfdichte die relative Intensität verschiedener Linien verschieden ist, zeigt z. B. das Verhalten des Calciumdampfes in einem elektrisch geheizten Ofen. Die Linie *g* des Sonnenspektrums, λ 4226, wird durch die Steigerung der Dampfmenge bedeutend verstärkt, während die Intensität der beiden Linien *H* und *K*, $\lambda = 3968{,}48$ und $\lambda = 3933{,}67$, des Fraunhoferschen Spektrums gleichmäßig gering bleibt [1]).

Daß die Schichtdicke von Einfluß ist, zeigt sich z. B. bei Beobachtung mancher Geisslerröhrenspektra in Längsdurchsicht und Querdurchsicht oder beim Vergleich mehrerer Natriumflammen, die in einer Reihe hintereinander gestellt sind, mit einer einzelnen.

Der Einfluß des Druckes zeigt sich z. B. bei der Untersuchung von Bogenspektren unter hohem Druck. Einzelne Linien werden gegen Atmosphärendruck verstärkt, andere geschwächt.

Ein Einfluß der Temperatur ist zu erkennen, wenn man Metallsalze in einem elektrischen Ofen auf verschiedene Temperaturen erhitzt, oder, wenn man etwa die Absorption von Jod in abgeschlossenen Gefäßen bei verschiedenen Temperaturen mißt. Auch zahlreiche Änderungen der relativen Intensität von Linien und Banden, die man in Sonnenfleckenspektren oder in den Spektren von Sternen beobachtet, werden von vielen Astrophysikern auf Rechnung einer Herabsetzung bzw. Steigerung der Temperatur gesetzt.

In dieselbe Kategorie gehören wohl auch die Änderungen der relativen Intensität von Serienlinien, die man bemerkt, entweder, wenn man z. B. Alkalisalze in einem elektrischen Ofen auf verschiedene Temperaturen erhitzt, oder, wenn man durch Geisslerröhren mit Wasserstoff oder Helium, oder durch eine Quecksilberlampe verschieden starke Ströme schickt.

Besonders reich an relativen Intensitätsänderungen sind die elektrisch zum Leuchten gebrachten Gase. Je nach dem Druck, der Stromart und der Stromverteilung sind die relativen Intensitäten in den einzelnen Teilen des leuchtenden Gases und im

ganzen verschieden. Auch hier ließe sich jeder einzelne Punkt durch zahlreiche Beispiele belegen. Es sei nur ein einziges genannt. Stellt man zwischen Metallelektroden einen oszillierenden Funken her, so hängt die relative Intensität der einzelnen Linien außer von der umgebenden Atmosphäre und von der Intensität des Funkens von dessen oszillatorischem Charakter ab. Schaltet man z. B. in den eine Kapazität und eine Funkenstrecke enthaltenden Entladungskreis verschiedene Selbstinduktionen ein, so verblassen einzelne Linien, während andere ihre Intensität beibehalten, bis schließlich nur bestimmte Linien übrig bleiben. In diesem Falle ist es wahrscheinlich, daß die Maximalstromstärke eine Rolle spielt. Weiteres wird noch bei der Besprechung der Funkenspektren anzuführen sein.

Endlich vermag auch ein Magnetfeld, in das ein leuchtendes Gas gebracht wird, die relative Intensität von Spektrallinien zu ändern. Jeder Katalog der Linien eines linienreichen Spektrums, das im Magnetfelde untersucht wurde, bietet zahlreiche Beispiele dafür.

§ 29. Von den Umkehrungserscheinungen ist bereits früher die Rede gewesen, und es ist dabei auch schon bemerkt worden, daß man sich einstweilen nur unter der Voraussetzung einer wenigstens qualitativen Gültigkeit des Kirchhoffschen Gesetzes ein Bild der Erscheinungen machen kann. (Man vgl. § 12.)

Wir unterscheiden also umgekehrte und selbstumgekehrte Linien. Umgekehrt erscheinen Linien oder Banden nur dann, wenn eine zweite Lichtquelle vorhanden ist, die ein kontinuierliches Spektrum liefert, oder, wenn Teile des leuchtenden Gases selbst dies tun. So findet man z. B. im Sonnenspektrum die Cyanbande bei λ 3884 umgekehrt. Man sieht ferner die Bande λ 5779 des Strontiumfluorids umgekehrt gegen die glühende positive Kohle eines Kohlebogens, oder man sieht die Natriumlinien dunkel auf hellem Grunde, wenn man starke Funkenentladungen mit vorgeschalteter Funkenstrecke bei 2 cm Druck durch eine Kapillare gehen läßt, oder endlich, man sieht die Wasserdampfbanden dunkel in dem Spektrum eines Funkens unter Wasser.

Soll die Linie selbstumgekehrt erscheinen, so hat das die Voraussetzung einer gewissen Inhomogenität in der leuchtenden Gasmasse. Die Linie kann einfach oder mehrfach umgekehrt sein.

Im ersten Falle zeigt eine helle Linie in der Mitte einen dunkleren Streifen, im zweiten Falle sind mehrere Maxima und Minima der Helligkeit vorhanden. In Absorption ist natürlich die Helligkeitsverteilung komplementär zu derjenigen in Emission. Selbstumgekehrt erscheinen sehr viele Linien im Kohlebogen. Allein man findet auch in Geisslerröhren, im Funken und in Flammen zahlreiche Selbstumkehrungen. In der Regel liegen dann die Verhältnisse so, daß äußere, kältere Schichten des Dampfes bei geringerer Dampfdichte schmälere Linien liefern, andere Teile der Lichtquelle hellere und breitere. Man sieht dann die Linie der äußeren Partien umgekehrt gegen die helle Linie der den Hintergrund bildenden Gasmassen.

Bei diesem Vorgang können die mannigfaltigsten Bilder zustande kommen. Einzelne Linien, z. B. die D-Linien, die Linien H und K des Calciums usw., findet man fast immer umgekehrt. Bei anderen Linien, z. B. den Linien der Nebenserien des Natriums, bedarf es schon gewisser Kunstgriffe, um sie umzukehren, und wieder bei anderen gelingt dies überhaupt nicht, z. B. bei den negativen Stickstoffbanden oder den Linien des zweiten Wasserstoffspektrums.

Auch der Charakter der Umkehrung kann verschieden sein. In manchen Fällen findet man in der Mitte einer scharfen hellen Linie eine noch schärfere dunkle. In anderen wieder erscheint die Umkehrung als flaches Minimum, z. B. häufig bei der Magnesiumlinie λ 2852. Wieder in anderen Fällen liegt die Umkehrung unsymmetrisch, da die helle Linie sich unsymmetrisch verbreitert hat. Ja, es kann vorkommen, daß die Umkehrung auf den Rand einer hellen Linie fällt und diese dadurch einseitig scharf abgeschnitten und mit ihrem Rande verschoben erscheint. Die Spektra der neuen Sterne und des Funkens unter Wasser bieten neben den Bogenspektren in abgeschlossenen Gefäßen besonders gute Gelegenheit zu derartigen Beobachtungen. Auch die Spektra von Sonnenflecken zeigen ähnliches sehr oft, während andere Linien, z. B. die Calciumlinien H und K des Fraunhoferschen Spektrums, sogar in der Regel mehrfach umgekehrt sind.

In der Praxis hängt die Beobachtung von Umkehrungen stark von der benutzten Beobachtungsmethode ab. Die meisten Selbstumkehrungen sieht man in den kurzwelligen Teilen von Bogenspektren auf Photographien oder mit dem Auge in Gitterspektren

oder anderen Spektren hoher Auflösung. Bei Benutzung von Photographien wirkt der Umstand störend, daß man Durchschnittsbilder erhält und zuweilen auch photographische Nebeneffekte berücksichtigen muß. Bei der okularen Beobachtung sind leicht optische Täuschungen möglich [1]).

Ist eine Linie leicht selbstumkehrbar, so heißt das, daß sie in verschiedenen Teilen einer Lichtquelle unter sehr verschiedenen Leuchtbedingungen aufzutreten vermag. Derartige Linien pflegen daher vielfach besonders intensiv und immer sehr charakteristisch für das betreffende Element zu sein.

§ 30. Eine Verdoppelung oder weitere Zerlegung von Linien kann eintreten durch die Wirkung fremder Gase oder durch die Wirkung eines Magnetfeldes.

Für den erstgenannten Effekt ist freilich bisher nur ein Beispiel bekannt, nämlich die Zerlegung einzelner Linien des Absorptionsbandenspektrums des Natriums in zwei oder drei Komponenten bei Zufügung inerter Gase von verschiedenem Druck. Es ist nicht ausgeschlossen, daß sich in diesem Falle noch eine andere Aufklärung ergibt.

Um so häufiger ist die Zerlegung von Spektrallinien oder Banden im Magnetfelde, der Zeemaneffekt, beobachtet worden. Dabei findet zugleich eine vollständige oder teilweise, lineare, zirkulare oder elliptische Polarisation der Komponenten oder Ränder der einzelnen Linien statt. Absorption und Emission gehen parallel, so daß eine qualitative Anwendung des Kirchhoffschen Gesetzes bisher stets zu richtigen Folgerungen geführt hat.

Die Typen der magnetischen Zerlegung sind sehr verschieden. An Banden sind bisher z. B. Zeemanzerlegungen für die Spektra des Siliciumfluorids und Yttriums, sowie einiger Fluoride der Erdalkalien beobachtet worden.

Anzeichen eines Effektes liegen bei mehreren Bandenspektren in Absorption vor. Doch ist über die Einzelheiten der Zerlegung, d. h. das Verhalten der einzelnen Linien, aus denen sich die Banden zusammensetzen, noch wenig bekannt. Bei anderen Banden, z. B. denjenigen des Stickstoffs, ließ sich bisher kein Effekt nachweisen.

Bei Linienspektren konstatiert man eine große Mannigfaltigkeit des Verhaltens der Linien des gleichen Spektrums. Bei Beobachtung senkrecht zu den Kraftlinien bleiben z. B. einige Linien

unverändert, andere werden unscharf. Wieder andere teilen sich in drei, vier, sechs, zehn und mehr Komponenten, die einzeln bestimmte Polarisationszustände besitzen. Auch werden vorher unscharfe Linien scharf. Ähnliche Effekte beobachtet man in der Richtung der Kraftlinien. Dabei ist auch die Größe der Zerlegung für die verschiedenen Linien ganz verschieden, so daß z. B. die eine Linie als enges, eine benachbarte als weites Triplet erscheint, während eine dritte Linie erst beginnt, sich aufzulösen oder scharf wird. Die Linienspektra des Eisens, Thors und der seltenen Erden bieten Beispiele genug für das Gesagte.

Ist die Feldstärke nicht groß genug, um eine Linie völlig in Komponenten aufzulösen, so beobachtet man teilweise aufgelöste Linien, z. B. statt der sechs Komponenten, in die die Linie D_2, $\lambda = 5890$, des Natriums senkrecht zum Magnetfelde zerfällt, nur drei oder gar nur eine Linie, deren Ränder eigentümliche Polarisationserscheinungen aufweisen. Weitere Komplikationen treten ein, wenn man in Richtungen beobachtet, die zu den Kraftlinien geneigt sind, und wenn zugleich die Dampfdichte variiert. Genauer sind in dieser Hinsicht bisher erst die beiden D-Linien des Natriums untersucht worden. Wie verschieden sich dabei unter wechselnden Bedingungen und Beobachtungsrichtungen das Aussehen der Linien gestalten kann, zeigen die Bilder, die man bei Zeeman und Winaver findet. Auch die Linien in den Spektren von Sonnenflecken sind hier zu nennen, an denen Hale den Zeemaneffekt nachgewiesen hat [1]).

§ 31. Mit der magnetischen Zerlegung ist eine freilich geringe und wenig beobachtete Verschiebung des Schwerpunktes der Spektrallinie verbunden. Eine größere Verschiebung läßt sich herbeiführen, wenn man die untersuchte Lichtquelle in ein Gas von mehreren Atmosphären Druck bringt. Man beobachtet alsdann durchweg eine starke Verbreiterung der Linien, ferner Intensitätsänderungen und Umkehrungen; daneben ist aber auch eine Zunahme der Wellenlänge des Maximums der einzelnen Linien die Regel. Diese Zunahme wird auch wohl der Humphreyseffekt genannt, nach den ersten Beobachtern Humphreys und Mohler. Die Änderung der Wellenlänge nimmt mit dem Druck zu und ist für verschiedene Linien desselben Spektrums verschieden. Wir werden noch darauf zurückkommen. Der Effekt zeigt sich an

allen untersuchten Linienspektren, außerdem an einigen, aber nicht an allen Bandenspektren. In diesen kann er, so weit näheres bekannt ist, sowohl ganze Banden, wie auch einzelne Linien darin betreffen.

Eine weitere Änderung der Wellenlänge von Linien oder Banden tritt ein, wenn die Lichtquelle eine Geschwindigkeitskomponente im Visionsradius besitzt, oder, wenn das untersuchte Licht an einem Spiegel reflektiert wird, für den das gleiche zutrifft, oder endlich, wenn Brechung in einer Substanz stattfindet, die sich im Visionsradius bewegt. Man nennt diese Erscheinung nach ihrem Entdecker das Dopplersche Prinzip. Als Prinzip wird es bezeichnet, weil man aus der Wellennatur des Lichtes mit Hilfe kinematischer Betrachtungen auf die Existenz der genannten Wellenlängenänderungen geschlossen hat. Neuerdings haben sich allgemeinere Zusammenhänge mit der Relativitätstheorie ergeben, die wir hier übergehen. Nähern sich Beobachter und Lichtquelle, so besteht der Effekt in einer Verkürzung der Wellenlänge, entfernen sie sich, so findet das Umgekehrte statt. Man beobachtet Wellenlängenänderungen nach dem Dopplerschen Prinzip bei zahlreichen kosmischen Bewegungen, den Bewegungen der Sterne im Visionsradius, der Rotation und Bewegung der Planeten und des Mondes, endlich bei der Rotation und den Konvektionsströmen der Sonne. Hier findet das Dopplersche Prinzip in vielfacher Weise Anwendung. Es erweist sich in der Astrophysik als äußerst wichtiges und zuverlässiges Mittel, um aus periodischen und ständigen Wellenlängenänderungen von Absorptionslinien und Emissionslinien Rückschlüsse auf kosmische Bewegungen zu ziehen.

Im Laboratorium zeigt sich die Wellenlängenänderung nach Doppler bei der Verbreiterung der Spektrallinien durch die Temperatur, bei den Kanal- und den Anodenstrahlen und bei der Reflexion an bewegten Spiegeln. Unter Zuhilfenahme der Vorstellungen der kinetischen Gastheorie lassen sich aus den Verbreiterungen (Halbbreiten) scharfer Linien Rückschlüsse auf die Geschwindigkeitskomponenten im Visionsradius ziehen, die mit den vorausgesetzten Geschwindigkeiten gut übereinstimmen. Daß Kanalstrahlen, in ihrer Fortpflanzungsrichtung beobachtet, den Dopplereffekt zeigen, hat J. Stark gefunden. In diesem Falle beobachtet man meistens nicht nur eine einzelne verschobene Linie, sondern zugleich eine Linie, die nicht verschoben ist, doch kann diese auch fehlen. Die verschobene Linie ist zugleich verbreitert und in der Regel völlig

von der nicht verschobenen Linie getrennt. Im einzelnen gibt es viele Verschiedenheiten, von denen noch weiterhin die Rede sein wird. Aus der Größe der Verschiebung läßt sich auf die Geschwindigkeit der Kanalstrahlen schließen.

Anodenstrahlen entstehen an Salzelektroden, die eine kleine Oberfläche haben, bei Entladungen in hohem Vakuum. Auch an ihnen zeigt sich der Dopplereffekt, wie Gehrcke und Reichenheim gefunden haben, wenn man in der Richtung der Strahlen beobachtet. Der Effekt ist hier weniger kompliziert, die nicht verschobene Linie fehlt[1]).

Daß eine Spektrallinie bei verschiedenen Leuchtbedingungen ihre Feinstruktur ändern kann, ist schon früher erwähnt worden. Ein Beispiel ist die Emission des Cadmiumdampfes.

§ 32. Bedenkt man, daß unter Umständen viele der genannten Veränderungen in einem Linienspektrum an verschiedenen Linien gleichzeitig stattfinden können, daß gleichzeitig vorhandene Bandenspektra von Elementen und Verbindungen sowie kontinuierliche Spektra sich an den Änderungen beteiligen können, so ergibt sich ein äußerst kompliziertes Bild. Wie in der Chemie jedes Element, jede Klasse von Verbindungen ihre individuellen Eigenschaften haben, so gilt das gleiche für die Spektra von Elementen und Verbindungen. Ähnlich wie in der speziellen Chemie eine große Masse von Einzeltatsachen zusammengestellt werden, die sich nicht in wenige Regeln zusammenfassen lassen, so ist auch eine spezielle Spektroskopie unentbehrlich, die für jedes Element und seine Verbindungen Rechenschaft gibt über die bisher beobachteten und voraussichtlichen Veränderungen des Spektrums bzw. der Spektra unter gegebenen Leuchtbedingungen. Wellenlängenkataloge, Spektraltafeln, Listen beobachteter Veränderungen usw. sind daher einstweilen in der Spektroskopie noch ebenso unentbehrlich, wie etwa ein Lexikon der Kohlenstoffverbindungen und ihrer Eigenschaften dem organischen Chemiker.

Es wäre fast überflüssig, dies auszusprechen, wenn dieser so selbstverständlich scheinende Punkt nicht allzu häufig übersehen würde.

§ 33. Zur Orientierung in der Mannigfaltigkeit der veränderlichen Spektra bedient man sich in der Praxis vielfach einiger einfachen Typen, die an die meist benutzten Lichtquellen anknüpfen,

indem man von Flammen-, Bogen-, Funken- oder Geisslerrohrspektren spricht und dabei in stillschweigender Anlehnung an ältere Vorstellungen den Gedanken an eine steigende Temperaturskala, steigende Dissoziation, steigende Erregung der leuchtenden Gase beim Übergang von der Flamme zum Funken verbindet. Wenn nun freilich auch ein richtiger Kern in dieser Skala steckt, so kann man einer derartigen Unterscheidung nur innerhalb sehr weiter Grenzen zustimmen. Denn viele Funkenlinien finden sich auch im Bogen, sei es an einer oder an beiden Elektroden (z. B. Funkenlinien des Eisens, Silbers, Kupfers), sei es unter Umständen, die eher an eine Abnahme als an eine Zunahme der Temperatur denken lassen (Mg λ 4481 im Bogen unter Wasser und bei kleiner Stromstärke). Desgleichen vermag man viele Bogenlinien, ja sogar Funkenlinien in Flammen nachzuweisen, wenn man nur richtig untersucht. Immerhin läßt sich im allgemeinen sagen, daß man in der Regel und bei roher Beobachtung in Flammen besonders Bandenspektra und linienarme Spektra von Elementen beobachtet, wobei einzelne Linien, Flammenlinien genannt, dominieren.

Im Bogen treten die Bandenspektra mehr zurück, die Linienspektra der meisten Elemente werden intensiv, linienreicher, wobei besonders die Serienlinien (siehe weiter unten) begünstigt werden. Im Funkenspektrum nimmt der Linienreichtum noch zu, die Serienlinien treten oft gegenüber anderen Linien mehr zurück, und es zeigen sich zugleich neue Linien, oft von großer Intensität, die mit einer nicht feststehenden Nomenklatur Funkenlinien, verstärkte Linien oder, nach Lockyer, „enhanced lines“ *), genannt werden. Die Gesamtheit dieser enhanced lines soll dann nach Lockyer eine weitere Spektralstufe bilden, die besonders bei astrophysikalischen Untersuchungen eine Rolle spielt.

In Vakuumröhren können sich alle Arten von Spektren zeigen. In der Regel gleichen die auftretenden Linienspektra den Funkenspektren, soweit sie bekannt sind. Aus diesem Grunde werden die Spektra der Vakuumröhren in der Regel nicht als besondere Typen genannt.

*) Die ursprüngliche Definition für enhanced lines ist bei Lockyer anders. In dem oben genannten Sinne wird der Begriff indes meistens in der Literatur angewendet.

Zweiter Teil.

Gesetzmäßigkeiten in Spektren.

1. Allgemeines.

§ 34. In den vorhergehenden Abschnitten sind die zur Charakteristik der Spektra wichtigsten Eigenschaften derselben kurz besprochen worden. Es erhebt sich nun die Frage, in welchem Zusammenhange alle diese Erscheinungen stehen und welche Gesetze sich im einzelnen für sie aufstellen lassen. Man wird nicht erwarten können, auf diese Frage eine einfache Antwort zu erhalten, da sie zu viele Probleme umfaßt. Zunächst setzt eine Einsicht in den Zusammenhang verschiedener spektraler Eigenschaften eine gewisse Kenntnis der Vorgänge bei der Entstehung des Lichtes voraus. Man wird also z. B. einen Zusammenhang zwischen den Erscheinungen der Druckverschiebung und dem Zeemaneffekt, wenn ein solcher existiert, nur auf Grund gewisser Vorstellungen über den Vorgang der Emission verständlich machen können. Weiter folgt aus der Tatsache, daß zahlreiche Eigenschaften der Spektra der Elemente für jedes einzelne Element charakteristisch sind, daß Gesetzmäßigkeiten in dem Leuchten der betreffenden Dämpfe im Zusammenhang mit den chemischen Eigenschaften und dem Atomgewicht stehen müssen und daß ähnliche Gesetze, wie sie das periodische System der Elemente repräsentiert, auch auf spektralem Gebiete gelten werden.

Man kann weiter die Regeln für Gesetzmäßigkeiten in der Emission von Gasen und Dämpfen in solche mit quantitativem und mit qualitativem Charakter einteilen. Die ersteren allein ergeben eine Beziehung zu den chemischen Konstanten der Elemente und sind daher von besonderer Bedeutung, obwohl es denkbar wäre, daß man auch Spektralgesetze ohne zahlenmäßigen Ausdruck

finden könnte, die für die Zusammenfassung bekannter Tatsachen von größtem Werte wären. Wie schon bemerkt, erfordern derartige Gesetze jedoch im allgemeinen theoretische Unterlagen und können nur auf dem Boden bestimmter Vorstellungen über den Vorgang der Emission selbst und über den Bau der Atome sich entwickeln. Die zahlreichen Versuche zur Aufstellung solcher quantitativer oder qualitativer Gesetze auf rein theoretischer Unterlage sind jedoch bisher im großen und ganzen ohne Ergebnis geblieben. In älterer Zeit waren die Vorstellungen der Physiker über das Leuchten der Gase und Dämpfe von der Analogie mit den aus der Akustik bekannten Schwingungsvorgängen beherrscht. Man dachte sich ein Molekül etwa wie eine Glocke oder Platte, die, durch einen Stoß zum Tönen gebracht, gewisse Grundtöne und Obertöne als Schallwellen erregt. Man hatte danach die zahlreichen Linien eines Spektrums als Grundtöne und Obertöne oder Kombinationstöne der Grundschwingungen eines elastischen Körpers anzusehen und versuchte nun, Modelle zu finden, deren Schwingungen denjenigen der Atome entsprachen. Diese Bemühungen waren vergebens und wurden verlassen, sobald man sich gewöhnte, die Entstehung des Lichtes als einen elektromagnetischen Vorgang aufzufassen. Der Aufschwung der Elektronentheorie hat dann zahlreiche Versuche gezeitigt, durch bestimmte Annahmen über die Anordnung der Elektronen in Molekülen bzw. in Atomen und bestimmte Annahmen über die auf sie wirkenden Kräfte zu Atommodellen zu gelangen, indem man dabei zunächst in den Atomen ausschließlich elektrische und quasi elastische Kräfte annahm. Weiter hat man dann auch für die Schwingungen, die das Leuchten der Gase und Dämpfe in den Molekülen bedingen, magnetische Atomfelder bestimmter Struktur angenommen. Endlich hat man auch versucht, ohne bestimmte Annahmen über die Struktur der Atome, allein aus thermodynamischen Betrachtungen Aufschlüsse über Gesetzmäßigkeiten in den Spektren der Gase und Dämpfe zu gewinnen.

In vielen Fällen haben sich Vorstellungen der beschriebenen Art als wichtig in heuristischer Beziehung erwiesen und in der Hand ihrer Erfinder Dienste geleistet. Man kann aber nicht sagen, daß es bisher gelungen wäre, auch nur ein einziges der bekannten Gesetze in einer völlig befriedigenden oder zwingenden Weise aus theoretischen Annahmen abzuleiten oder gar der Mannig-

faltigkeit der bekannten Tatsachen einigermaßen Rechnung zu tragen. Vielmehr charakterisieren sich alle bisher gefundenen Gesetze, so genau sie auch im einzelnen gelten mögen, und auch dann, wenn die betreffenden Entdecker selbst von theoretischen Gesichtspunkten ausgingen, als empirische Regeln, zu deren Deutung erst noch zureichende Begriffe entwickelt werden müssen.

Es entspricht aus diesem Grunde den Tatsachen am besten, wenn man zuerst die gefundenen Regeln darstellt und dann erst die Versuche bespricht, die zu ihrer Begründung gemacht worden sind. Ich sehe daher im nächsten Abschnitt von allen theoretischen Erörterungen ab und halte mich ganz an die experimentell nachgewiesenen Regeln.

§ 35. Jede der in den vorigen Kapiteln besprochenen Eigenschaften, die das Spektrum eines Gases charakterisieren, besitzt ihre besonderen Gesetzmäßigkeiten. Aus historischen und sachlichen Gründen versteht man unter der Bezeichnung „Gesetzmäßigkeiten in Spektren“ jedoch in erster Linie Beziehungen, die zwischen den Schwingungszahlen von Linien bestehen. Dies rechtfertigt sich einerseits dadurch, daß die Spektra der Gase und Dämpfe in der Regel aus Linien zusammengesetzt sind, die man, wie bereits erwähnt, mit den Tönen schwingender Körper verglich und für die man zuerst nach Beziehungen zwischen den Wellenlängen oder Schwingungszahlen gesucht hat. Andererseits rechtfertigt sich die Bevorzugung der „Gesetzmäßigkeiten“ im engeren Sinne durch den Umstand, daß sie die einzigen sind, die bisher einen mit den chemischen Konstanten der betreffenden Elemente im Zusammenhang stehenden zahlenmäßigen Ausdruck gefunden haben, und endlich dadurch, daß sich die sonstigen Eigenschaften der Gasspektra am besten um diese zahlenmäßigen Beziehungen der einzelnen Wellenlängen gruppieren.

Es sollen daher weiterhin auch die „Gesetzmäßigkeiten“ im engeren Sinne an die Spitze gestellt werden. Die Erfahrung hat gelehrt, daß diese ihren einfachsten Ausdruck finden, wenn man die Schwingungszahlen, nicht die Wellenlängen, zum Ausgangspunkte der Rechnung nimmt. Dabei kommt es nur darauf an, Zahlen zu verwenden, die den Schwingungszahlen proportional sind. In der Regel kann man sogar auf eine Reduktion der Wellenlängen auf das Vakuum verzichten. Liegen die in Frage

kommenden Linien in einem kleinen Wellenlängenbereiche zusammen, so genügt es allenfalls, die Wellenlängen selbst zur Rechnung zu benutzen, wenn Differenzen der Schwingungszahlen gebraucht werden. Denn man hat: $1/\lambda_1 - 1/\lambda_2 = (\lambda_2 - \lambda_1)/\lambda_1 \lambda_2$. Dies ist aber für kleine Differenzen $\lambda_2 - \lambda_1$ bis auf Größen zweiter Ordnung gleich $(\lambda_2 - \lambda_1)\lambda_0^2$, wo λ_0 eine mittlere Wellenlänge bedeutet.

Inwieweit sich auf theoretischem Wege voraussehen läßt, daß die Skala der Schwingungszahlen und nicht diejenige der Wellenlängen auf einen einfacheren Ausdruck der Gesetzmäßigkeiten in den Spektren führt, soll hier nicht erörtert werden.

§ 36. Man erhält somit als erste schematische Darstellung eines Gasspektrums das System der Schwingungszahlen seiner Linien. Die Aufgabe geht dahin, den Bau dieses schematischen Spektrums zu ermitteln. Die Gesetzmäßigkeiten, die bei der Bearbeitung dieser Aufgabe gefunden worden sind, lassen sich in verschiedene Gruppen einteilen:

1. Regeln für die Zusammenfassung aller oder einer größeren Anzahl von Linien eines Spektrums durch eine einzige Formel: sogenannte Serienformeln.

2. Regeln für die Beziehungen der Konstanten verschiedener, eine größere Zahl von Linien eines Spektrums darstellender Formeln: Beziehungen zwischen Serien.

3. Regeln für die Ableitung einer Anzahl von Linien aus gewissen Linien eines Spektrums oder aus den Formeln, die eine größere Anzahl von Linien darstellen: Kombinationsregeln.

4. Regeln für Beziehungen zwischen chemischen Konstanten, z. B. dem Atomgewicht, im System der Elemente, zu den Konstanten der genannten Formeln: Homologien.

5. Regeln für Beziehungen zwischen beliebigen Naturkonstanten und den spektroskopischen Konstanten.

6. Regeln für den Zusammenhang zwischen den auf die Schwingungszahlen bezüglichen Gesetzmäßigkeiten zu anderen Erscheinungen im Spektrum.

§ 37. Ehe wir zu den unter 1 bis 6 genannten Regeln im einzelnen übergehen, wird es nötig sein, einige Bemerkungen über

den Sinn, den Anwendungsbereich und den Zusammenhang dieser Regeln vorauszuschicken.

Zunächst hat man bei der Aufstellung der Regeln unter 1 bis 5 auf die Regeln unter 6 zu achten. Bloße Zahlenbeziehungen zwischen Schwingungszahlen von Linien haben geringen oder keinen Wert, wenn die Linien, die auf Grund von Zahlenbeziehungen als gleichartig oder zusammengehörig bezeichnet werden sollen, sich nicht auch in ihren allgemeinen Eigenschaften als gleichartig erweisen. So wird man z. B. scharfe und unscharfe Linien nicht in eine einzige, durch eine Formel dargestellte Gruppe von Linien zusammenfassen dürfen. Oder man wird eine sehr schwache Linie nicht als die homologe einer sehr starken Linie im Spektrum eines anderen Elementes bezeichnen können; Linien, die gleichsam als Wiederholungen derselben Gruppe aufgefaßt werden sollen, müssen auch die gleiche Zerlegung im magnetischen Felde zeigen u. dgl. m. Fehlen diese physikalischen Beziehungen, so hat eine zusammenfassende Formel wenig Wert. Andererseits erhalten etwa aufgestellte Formeln eine tiefere Bedeutung, wenn sich zeigen läßt, daß die von ihnen als gleichartig behandelten Linien sich auch in jeder anderen Hinsicht gleich verhalten. So naheliegend diese Regel ist, so oft ist gegen sie verstoßen worden.

Die Mannigfaltigkeit der chemischen Elemente läßt zweitens a priori erwarten, daß sich zwar gewisse allgemeine Regeln geben lassen, daß aber von Gruppe zu Gruppe im natürlichen System andere Gesetze gelten werden, so daß man bei den Regeln unter 1 bis 6 zwischen den einzelnen Elementen unterscheiden muß.

Weiter zeigt sich, daß der Bau der Bandenspektra ein total anderer ist, als derjenige der Linienspektra, so sehr, daß man eben aus dem Bau des Wellenlängenschemas das sicherste Kriterium zur Unterscheidung zwischen den beiden Hauptarten der Emission von Gasen und Dämpfen gewinnt. Es wird daher im weiteren erforderlich sein, die Besprechung der Gesetzmäßigkeiten in Linienspektren vollkommen von derjenigen für die Bandenspektra zu trennen. Da ferner die Verbindungen ausnahmslos Bandenspektra besitzen, so folgt, daß sich der erste Abschnitt nur auf Elemente beziehen kann.

An dritter Stelle ist die Schwierigkeit zu erwähnen, die sich bei der Beurteilung der zahlenmäßigen Beziehungen zwischen den Schwingungszahlen durch die Fehler der Messungen ergibt. Wenn

man die Gültigkeit irgend einer Regel prüfen will, so muß man zunächst die Forderung stellen, daß die Abweichungen der berechneten Schwingungszahlen von den gemessenen innerhalb der Beobachtungsfehler bleiben. Nun lassen sich aber viele Linien eines Spektrums, z. B. die Nebenserien der Alkalienspektra, wegen des besonderen Charakters der Linien nur sehr ungenau messen. In anderen Fällen ist wegen der Fehler der Normalen nicht sicher anzugeben, bis zu welcher Grenze äußerstenfalls noch die Abweichungen gehen dürfen. Wieder in anderen Fällen stimmt eine Formel oder Regel zwar in einigen Teilen des Spektrums oder bei bestimmten Elementen ganz ausgezeichnet, sie weicht aber bei anderen Elementen oder in bestimmten Spektralbezirken stark von den Messungen ab. In diesem Falle wird man eine solche Regel nicht ohne weiteres verwerfen dürfen, sondern suchen müssen, den richtigen Kern herauszuschälen. Aus diesen Gründen ergibt sich, daß die Entscheidung darüber, ob eine vorgelegte Regel oder Formel brauchbar ist oder nicht, nicht nach festen allgemeinen Regeln getroffen werden kann, sondern von Fall zu Fall unter Berücksichtigung der Nebenbedingungen zu fällen ist. Zuweilen wird man die Brauchbarkeit einer Formel allein aus ihren Abweichungen gegen die gemessenen Wellenlängen, in anderen Fällen mehr aus der Zahl der dargestellten Linien, wieder in anderen Fällen aus dem Umfange des dargestellten Bereiches der Schwingungszahlen usw. beurteilen müssen.

An vierter Stelle ist der Beziehungen zwischen spektroskopischen Daten und anderen Naturkonstanten zu gedenken. Da es an bestimmten Anhaltspunkten für die Natur der Abhängigkeit der genannten Konstanten von bekannten Konstanten, z. B. dem Atomgewicht fehlt, so ist man auf Probieren und die Aufstellung rein empirischer Formeln angewiesen. Hierbei läuft man Gefahr, in Zahlenspielereien zu verfallen, wie tatsächlich wiederholt auch geschehen ist. Es ist daher gerade auf dem Gebiete der Regeln unter 3, 4 und 5 scharfe Kritik geboten.

§ 38. Endlich ist zu bemerken, daß, wenn auch aus Gründen allgemeiner Natur erwartet werden muß, daß die unter den Ziffern 1 bis 6 genannten Regeln in innerem Zusammenhang miteinander stehen und daher nicht unabhängig voneinander sein können, es der jetzige Stand unserer Kenntnisse bedingt, daß tatsächlich die

unter verschiedenen Ziffern angeführten Regeln unabhängig voneinander beurteilt werden müssen, daß es z. B. sehr wohl möglich ist, daß eine der unter drei gemeinten Regeln gilt, daß man also mit Sicherheit neue Linien aus bekannten berechnen kann, ohne daß eine Formel, die die betreffenden Linien darstellt, als richtig angesehen werden muß und umgekehrt. Aus diesem Grunde sind die Ansichten über den Wert der verschiedenen Regeln auch geteilt, je nach dem Gesichtspunkte, nach dem die betreffenden Physiker die Bedeutung einer Regel abschätzen.

Schon aus der oben gegebenen Einteilung und aus den angefügten Bemerkungen geht hervor, daß man — ganz abgesehen von jeder Theorie — von einer einheitlichen und erschöpfenden Kenntnis der Gesetzmäßigkeiten, die den Bau der Gasspektra beherrschen, noch weit entfernt ist und nicht daran denken kann, etwa jedes Spektrum durch eine rationelle Formel für die Schwingungszahlen darzustellen, so wie es den ersten Forschern auf diesem Gebiete als Ideal vorgeschwebt hatte. Allein man muß darum doch die erreichten empirischen Kenntnisse sehr hoch schätzen. Mit bewundernswertem Scharfsinn und eben solcher Ausdauer sind hier den Kepler schen Gesetzen vergleichbare Regeln gefunden worden, die die Grundlage jeder zukünftigen Theorie bilden werden.

2. Gesetzmäßigkeiten in Linienspektren.

§ 39. Wir wenden uns nunmehr den für Linienspektra, d. h. für Linienspektra von Elementen, gefundenen Gesetzmäßigkeiten zu und benutzen dabei die im vorstehenden gegebene Einteilung. Der erste Punkt derselben: „Regeln für die Zusammenfassung einer größeren Zahl von Linien“ ist zugleich der erste, mit dem die Spektroskopie sich beschäftigt hat. Man suchte die Mannigfaltigkeit der Linien eines Spektrums, z. B. des Bogenspektrums des Magnesiums, als die Obertöne und Kombinationstöne gewisser Grundtöne aufzufassen und demgemäß die Linien durch die einfachen Formeln darzustellen, die auch für die harmonischen Obertöne gelten. Es ist hier nicht der Ort, diese mißlungenen Versuche historisch zu verfolgen. Ihr wertvolles Ergebnis war die Erkenntnis, daß harmonische Obertöne in Gasspektren eben nicht zu finden sind, ferner, daß man die ultravioletten und die ultraroten Teile der Spektra in gleicher Weise wie den sichtbaren Teil zur Untersuchung heranziehen müsse, und endlich die beiläufige Erkenntnis,

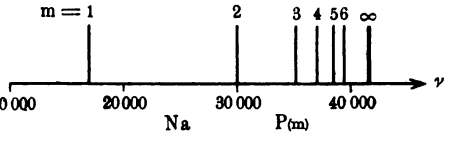
daß sich in manchen Spektren gewisse Gruppen von Linien wiederholen.

Die weitere Entwickelung der Untersuchungen ist Gemeingut aller Physiker. Ich erwähne daher nur kurz, daß durch die Untersuchungen von Kayser und Runge einerseits, Rydberg andererseits klargestellt wurde, daß in der Tat in den meisten Spektren Folgen zusammengehöriger Linien, Serien genannt, existieren und daß sich diese durch bestimmte Formeln für ihre Schwingungszahlen darstellen lassen. Balmer gelang die erste Aufstellung einer derartigen Formel, während Kayser und Runge sowie Rydberg neue Formeln auf die Spektra der meisten Elemente anwendeten und dabei die Gesetzmäßigkeiten entdeckten, von denen weiter noch die Rede sein wird. Kayser und Runge schufen zugleich das Material für alle Untersuchungen über Gesetzmäßigkeiten, indem sie die Spektra einer sehr großen Zahl von Elementen einer genauen Untersuchung und Messung unterzogen, die es erst möglich machte, die aufgestellten Regeln auf ihre Richtigkeit zu prüfen.

In den 20 Jahren, die seit den klassischen Messungen und Untersuchungen von Kayser und Runge verflossen sind, sind die Wellenlängenmessungen verbessert und ergänzt worden, vor allem durch die Untersuchung des Ultrarot. Neue Formeln sind aufgestellt, und eine Reihe neuer Effekte in der Beeinflussung der Spektrallinien durch äußere Einwirkungen sind entdeckt worden. Durch alle neueren Untersuchungen ist indes stets das eine wichtige Resultat bestätigt worden, daß in den meisten Spektren einzelne Linien oder Gruppen von Linien wiederholt vorkommen, die nach ihrem ganzen Charakter, also Aussehen, Intensitätsverlauf, Zeemaneffekt, Druckeffekt usw., sich völlig gleich verhalten und daher als zusammengehörig angesehen werden können. In diesen Gruppen findet man häufig eine Wiederholung gleicher Differenzen von Schwingungszahlen, wie z. B. in den Bogenspektren des Argons, Neons, Wismuts. Doch können auch einzelne Linien eine derartige „Gruppe“ bilden, wie z. B. im Wasserstoffspektrum. In den Fällen, wo solche Linien oder Liniengruppen sich mehrfach wiederholen, läßt sich weiter vielfach zeigen, daß eine bestimmte Art der Folge der Linien besteht, derartig, daß die Linien einer Sequenz oder Serie erstens alle den gleichen spektralen Charakter besitzen. Geht man zweitens von größeren zu kürzeren Wellenlängen, also von kleineren zu größeren Schwingungszahlen über, so nehmen die

Intensitäten der Linien einer „Serie“ in der Regel dauernd oder doch von einer gewissen Linie an dauernd ab. Sie rücken drittens zugleich immer näher zusammen. In manchen Fällen gelangt man bis an das Ende einer derartigen „Serie“ und findet dann eine Grenzstelle, an der die Linien bei abnehmender Intensität immer zahlreicher werden, ohne jedoch eine Grenzwellenlänge zu überschreiten, der sie sich asymptotisch nähern. In Fig. 5 ist eine derartige Serie gezeichnet, wie sie von Wood in dem Absorptionsspektrum des Natriumdampfes bis zum 47. Gliede gefunden worden ist.

Fig. 5.



Schema der Hauptserie des Natriums. Die Bezeichnung ist dieselbe wie in Fig. 6. Es sind nur die 6 ersten Paare eingezeichnet, und zwar wiederum nur eine Komponente. $m = 1$ stellt die D-Linie dar.

§ 40. Serien der beschriebenen Art finden sich in allen Teilen des Spektrums. Sie kehren ihr Ende ausnahmslos nach der Seite der großen Schwingungszahlen, können im übrigen aber völlig im Ultrarot oder im Ultraviolett verlaufen oder sich auch über das ganze Spektrum erstrecken. Die meisten Spektra besitzen eine größere Zahl derartiger Serien. In anderen Fällen sind nur Stücke von Serien oder auch einzelne Serien gefunden worden. Doch läßt sich als Regel aufstellen, daß die Elemente mit Serienspektren immer mehrere Linienserien besitzen.

Auch nach der Seite der kleinen Schwingungszahlen, also nach langen Wellen hin, besitzen die Serien ein Ende; wenn freilich diese Tatsache nicht völlig sichergestellt ist, so wird sie doch aus den Beobachtungen, der Natur der gefundenen Serienregeln und allgemeinen Regeln über die Art der Eigenwellenlängen im äußersten Ultrarot sehr wahrscheinlich gemacht.

Ob alle Linienspektra von Elementen Serien besitzen, läßt sich zurzeit nicht mit Sicherheit entscheiden. Wie bereits erwähnt, sind bei manchen Elementen, z. B. Argon, Neon und anderen, bisher keine Serien, wohl aber Wiederholungen von Liniengruppen mit gleichen Eigenschaften gefunden worden. Bei anderen Elementen mit sehr vielen Linien, z. B. den seltenen Erden, aber auch bei J, Br, Cl hat man ebenfalls noch keine Serien gefunden. Allein

daraus folgt noch nicht, daß keine Serien existieren, um so weniger, als es bei der ungeheueren Zahl der Linien vieler Linienspektra und dem Mangel an Linien hervorragender Intensität nicht leicht möglich ist, etwaige Serienlinien zu entdecken. Es läßt sich nur so viel sagen, daß das Auftreten der Serien anscheinend in einem gewissen Zusammenhang mit der Stellung des Elementes im System steht, derart, daß für gewisse Reihen der Charakter des Spektrums in erster Linie durch die Serien bedingt wird, während in anderen Reihen die Nichtserienlinien überwiegen. Inwiefern von Nichtserienlinien gesprochen werden kann, soll noch weiterhin erörtert werden.

§ 41. In der Regel werden die Linien schon durch ihr Verhalten als Glieder einer bestimmten Serie gekennzeichnet, also durch das Aussehen, die Selbstumkehrung, den Zeemaneffekt usw., so daß man in vielen Fällen selbst ohne jede zahlenmäßige Beziehung zwischen den Schwingungszahlen einer Serie gar nicht zweifelhaft sein kann, welcher Serie eine gegebene Linie zuzurechnen ist. So wenig indes eine Serienformel ohne die Gleichartigkeit des Verhaltens der Serienlinien Bedeutung hat, so wenig läßt sich das Gesetz entbehren, das die Linien einer Serie miteinander verknüpft, und der Ausdruck für die eigentümliche und von allen Beispielen aus der Mechanik verschiedenen Weise der Aufeinanderfolge der Linien innerhalb einer Serie ist.

Formeln dieser Art sind in größerer Zahl aufgestellt worden, nachdem Balmer den ersten erfolgreichen Versuch gemacht hatte. Ehe ich auf die folgende Liste der bisher aufgestellten Formeln eingehe, wird es gut sein, einige Bemerkungen vorauszuschicken, die man bei der Beurteilung der Formeln im Auge behalten muß.

Zunächst sind alle bisher gegebenen Formeln empirische, also in gewissem Sinne Interpolationsformeln. Die eine oder andere Formel ist zwar von ihrem Autor ursprünglich auf Grund irgend welcher theoretischer Anschauungen gefunden worden, allein dann hat der Betreffende entweder später selbst seine theoretische Basis als unzureichend aufgegeben, wie z. B. Ritz, oder die Theorie ist von vornherein so eingerichtet worden, daß eine bestimmte Formel herauskam.

Weiter sind die Formeln in vielen Fällen offenbare Näherungsformeln, etwa Reihenentwickelungen, die an einer gewissen Stelle abgebrochen sind und dann in eine geschlossene Formel zusammengezogen wurden. Man kann darum auf den formalen Ausdruck

des betreffenden Gesetzes an sich kaum Wert legen. Erst die Leistung einer Formel liefert einen Maßstab.

So verschieden viele der aufgestellten Formeln aussehen, so erweisen sie sich bei näherer Prüfung doch als nahe verwandt oder identisch, da es möglich ist, manche der Formeln durch Reihenentwickelung oder Transformation ineinander überzuführen. In zwei Punkten stimmen indes alle Formeln überein. Es werden nämlich die verschiedenen Glieder einer Serie dadurch charakterisiert, daß in die betreffenden Formeln die positiven ganzen Zahlen, anfangend mit 0, 1, 2 oder 3, oder doch die Glieder einer arithmetischen Reihe, z. B. 2,5, 3,5 usw., eingesetzt werden. Ferner kann man die Reihe der Serienlinien beliebig weit fortsetzen, d. h. die Serienformeln liefern unendlich viele Linien. Für beide Eigenschaften fehlt es an direkten experimentellen Unterlagen. Denn, wenn man sagt, die Zahl der Linien einer Serie sei unendlich groß, doch nehme die Intensität schnell unter eine merkliche Grenze ab, so umschreibt man nur die Aussage der Formel. Wenn auch die Zahl der Linien in mancher Serie recht groß gefunden worden ist, so würde es dennoch mit den Messungen völlig verträglich sein, eine begrenzte Zahl von Seriengliedern anzunehmen, die sich durch keine Hilfsmittel steigern läßt. Ob ferner die Verknüpfung der Reihe der ganzen Zahlen mit den Gliedern einer Serie einen tieferen physikalischen Sinn hat, ist aus den bisherigen Erfahrungen ebenfalls nicht zu erkennen, so sehr man auch zu einer derartigen Annahme neigen wird. Von rein formalem Standpunkte erscheint es danach immerhin als möglich, daß eine künftige geschlossene Serienformel durchaus anders aussehen wird als die bisherigen.

Endlich ist es vielleicht gut, noch besonders darauf hinzuweisen, daß sich die folgenden Formeln immer auf Serien einfacher Linien beziehen. Die aus den Spektren vieler Elemente bekannten Folgen von Linienpaaren oder Triplets sind danach immer als zwei bzw. drei gesonderte Serien aufzufassen. Über die Begründung dieser Teilung und den Zusammenhang der zu Folgen von Paaren oder Triplets gehörenden Serien soll später noch berichtet werden.

§ 42. In den folgenden Formeln wird die Schwingungszahl der betreffenden Linie allgemein mit ν, die Reihe der einzusetzen-

den ganzen Zahlen mit m, die Wellenlänge mit λ bezeichnet, die übrigen Buchstaben sind Konstanten. Es ist angenommen, daß alle Wellenlängen wegen der Dispersion der Luft auf das Vakuum reduziert, d. h. mit dem Brechungsexponenten der Luft für die betreffende Wellenlänge, 760 mm Druck und 20° C multipliziert sind, falls die Messung in Luft von atmosphärischem Druck geschah. Diese Umrechnung bewirkt eine Vergrößerung der Wellenlängen, die von 0,635 Å.-E. bei 2000 bis 2,164 Å.-E. bei 8000 wächst. Da es sich jedoch vielfach nur um Differenzen von Schwingungszahlen handelt, die nicht sehr weit auseinander liegen, so kann man in der Praxis oft von der Umrechnung der Schwingungszahlen absehen, weil die Änderung der Wellenlänge durch Umrechnung auf das Vakuum ungefähr proportional der Wellenlänge zunimmt*).

Um die wahre Schwingungszahl im Vakuum zu erhalten, müßte man von der bekannten Beziehung

$$\nu . \lambda = v$$

ausgehen, wo v die Lichtgeschwindigkeit im leeren Raume bedeutet. Es ergibt sich also $\nu = v/\lambda$, d. h. man hätte den reziproken Wert der in Ångströmeinheiten gemessenen Wellenlänge noch mit $2{,}999 \times 10^{18}$ zu multiplizieren. Da es aber für praktische Zwecke nur auf relative Werte von Schwingungszahlen ankommt, ebenso wie auf relative Werte von Wellenlängen, so läßt man den Faktor 2,999 in der Regel fort und benutzt statt der unbequem großen Potenz den Faktor 10^8 oder auch eine niedrigere Zehnerpotenz. In diesem Falle wird unter Schwingungszahl einfach die Zahl der Schwingungen auf 1 cm, also

$$\nu = 10^8 \frac{1}{\lambda}$$

verstanden. Für Wellenlängen aus dem sichtbaren Bereiche des Spektrums werden diese Zahlen demnach fünfstellig. Für einen gegebenen Fehler $\pm d\lambda$ der Wellenlänge λ findet man den korrespondierenden Fehler der Schwingungszahl ν durch die aus der Definition von ν unmittelbar folgende Beziehung $\pm d\lambda/\lambda = \mp d\nu/\nu$,

*) Man vgl. Kayser, Handbuch II, S. 514. — E. Mogendorff, Diss., S. 10, Amsterdam 1906. — T. van Lohuizen, Diss., S. 22, Amsterdam 1912.

d. h. die prozentualen Fehler der Wellenlängen und Schwingungszahlen sind einander gleich. Für die Praxis der Untersuchungen über Gesetzmäßigkeiten wird man in der Regel $d\lambda$ nicht kleiner als $\pm$ 0,01 Å.-E. annehmen dürfen. Daraus folgt ohne weiteres, daß man in der Regel die Schwingungszahlen nicht genauer als bis auf etwa eine Einheit der sechsten Stelle annehmen darf.

§ 43. Es folgt nunmehr eine Liste der verschiedenen Serienformeln, in der ich alle nur theoretisch aufgestellten und nicht an einer oder mehreren Serien geprüften Formeln übergehe. Die Reihenfolge ist durchweg die chronologische. Auf den Zusammenhang der Formeln soll noch eingegangen werden, desgleichen auf die Zahlenwerte der vorkommenden Konstanten.

I. Balmer[1]) (1885):

$$\lambda = h\frac{m^2}{m^2 - n^2}, \quad \text{also} \quad \nu = A - \frac{n^2 a}{m^2} \quad . \; . \; . \; (1)$$

Hier bedeutet a eine Konstante, A ihren reziproken Wert, n eine ganze Zahl. Die Formel paßt sehr gut auf die Serie des Wasserstoffs, wie man sie in irdischen Lichtquellen erhält. Hier ist $n = 2$ zu wählen, so daß die Formel dann lautet:

$$\nu = A - \frac{4a}{m^2}.$$

II. Kayser und Runge[2]) (1888):

$$\nu = A + Bm^{-1} + Cm^{-2} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; (2)$$

$$\nu = A + Bm^{-2} + Cm^{-4} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; (3)$$

Außer diesen Kombinationen von Potenzen von m benutzen Kayser und Runge noch andere, z. B.:

$$\nu = A + Bm^{-2} + Cm^{-3} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; (4)$$

Wesentlich ist die Benutzung von nur drei Gliedern. Die Hinzunahme höherer Potenzen von m verbessert in der Regel den Anschluß an die Messungen nicht. In den meisten Fällen wird die Formel (2) angewendet. In anderen paßt (3) besser. Für größere Werte von m schließen sich die Formeln von Kayser und Runge durchweg sehr gut den Beobachtungen an. Dagegen weichen für die kleinsten Werte von m die berechneten ν meist stark von den gemessenen ab. Kayser und Runge sehen ihre

Formeln als Näherungsformeln, als Reihenentwickelungen einer unbekannten Funktion von m an. Die Kayser-Rungeschen Formeln sind von Kayser und Runge selbst oder anderen fast auf alle Elemente angewendet worden.

III. Rydberg[3]) (1889):

$$\nu = A - \frac{N}{(m+\mu)^2} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (5)$$

Hier bedeutet μ eine Zahl zwischen 0 und 1; N soll eine universelle Konstante sein, und zwar die gleiche wie die zweite Konstante in der Balmerschen Formel. Läßt man Veränderungen in N zu, so stellt die Rydbergsche Formel die Messungen etwa mit den gleichen Fehlern dar, wie die Formeln von Kayser und Runge. Auch die Rydbergsche Formel ist auf fast alle Elemente, die Serien besitzen, angewendet worden.

In einigen Fällen läßt sich auch eine kompliziertere Serienformel von Rydberg benutzen. Sie lautet:

$$\nu = A + \frac{B}{(m+\mu)^2} + \frac{C}{(m+\mu)^4} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (6)$$

IV. Rummel[4]) (1896):

$$\lambda = a + \frac{b}{m^2 - c} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (7)$$

Die Formel paßt in einigen Fällen einigermaßen, in anderen gar nicht. Sie ist nur von ihrem Autor benutzt worden.

V. Ramage[5]) (1900):

$$\nu = \nu_0 - a\,W^2 - \frac{N_0}{(m+\mu)^2} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (8)$$

Hier bedeutet W das Atomgewicht. Die Formel ist ersichtlich mit derjenigen von Rydberg identisch.

VI. Ritz (1903):

$$\nu = N\left[\frac{1}{p^2} - \frac{1}{q^2}\right],$$

wo:

$$p = m + \alpha + \frac{\beta}{m^2} + \frac{\gamma}{m^4} + \cdots$$

$$q = m + \alpha' + \frac{\beta'}{n^2} + \frac{\gamma'}{n^4} + \cdots$$

Je nachdem man beim ersten Glied oder bei höheren Gliedern abbricht, erhält man die Rydbergsche Formel oder Formeln, die in anderer Art der Näherung lauten entweder:

$$\nu = A - \frac{N}{\left[m + p_i + \frac{\pi_i}{m^2}\right]^2} \quad \ldots\ldots \quad (9a)$$

oder:

$$\nu = A - \frac{N}{[m + p_i + \pi_i(A - \nu)]^2} \quad \ldots \quad (9)$$

wobei N wiederum die universelle Konstante bedeutet und p_i bzw. π_i Zahlen sind, die in beiden Formeln etwas verschiedene Werte haben. A ist die Grenze der Serien für $m = \infty$. Ritz selbst hat beide Formeln, vorzugsweise (9a), benutzt und mit Erfolg auf die Serien zahlreicher Elemente angewendet. Paschen, dem man die großen Fortschritte in der Messung und Zuordnung von gesetzmäßig gelagerten Linien in jüngster Zeit verdankt, benutzt durchweg die Formel (9). Bezeichnet man den zweiten Teil des Ausdruckes (9), also den Bruch, symbolisch mit $(m_1 p_i)$, so hat man, bei passender Verfügung über das Vorzeichen von π_i:

$$A - \nu = (m p_i) = \frac{N}{[m + p_i + \pi_i(m_1 p_i)]^2}.$$

Wie weiter noch zu erwähnen sein wird, gelangt auch van Lohuizen schließlich zu dieser Formel.

VII. Fowler und Shaw (1903):

$$\nu = \nu_0 - \frac{N}{(m + \mu)^2 - m_0} \quad \ldots\ldots \quad (10)$$

Die Formel, in der m_0 eine Konstante bedeutet, ist nur von ihren Autoren benutzt worden.

$$\nu = \nu_0 - \frac{N}{m^p - m_0} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (11)$$

Hier bedeuten p sowohl wie m_0 Konstanten. Von dieser Formel galt das gleiche, wie von der vorigen.

VIII. Halm (1904):

$$\frac{1}{\nu_\infty - \nu} = a(m + \mu)^2 + b \quad \ldots\ldots \quad (12)$$

ν_∞, a, μ und b sind Konstanten. Die Formel ist rein empirisch. Sie lautet in anderer Form:

$$\nu = \nu_\infty - \frac{N}{(m+\mu)^2 + b} \quad \ldots\ldots \quad (12\,a)$$

und ist dann mit (10) identisch.

IX. Mogendorff (1906):

$$\nu = A - \frac{N}{\left(m + a + \frac{b}{m}\right)^2} \quad \ldots\ldots \quad (13)$$

Die Formel ist von ihrem Autor auf eine größere Zahl von Elementen mit Erfolg angewendet worden. Dann hat sie Hicks erneut aufgestellt.

X. Hicks (1910): Die gleiche Formel wie Mogendorff.

XI. van Lohuizen (1912):

$$\nu = b + (m-a)\,tg\,\gamma - \frac{N\,sec\,\gamma}{(\nu\,cos\gamma - a\,cos\gamma - b\,sin\gamma + m\,sin\gamma)^2} \quad (14)$$

Hier bedeutet N eine streng universelle Konstante; a, b und γ sind individuelle Konstanten. In genäherter Abkürzung lautet die Formel:

$$\nu = b + (m-a)\,\gamma - \frac{N}{\left[m - a - \gamma\frac{N}{m^2}\left(1 - \frac{3a}{m}\right)\left(1 + \frac{a}{m}\right)\right]^2} \quad (14\,a)$$

Mit Rücksicht auf die gefundenen Werte der Konstanten kann man das Glied $(m-a)\,tg\,\gamma$ in (14) vernachlässigen und die Formel für praktische Zwecke auch schreiben:

$$\nu = b - \frac{N}{[m + a' + \nu\gamma]^2} \quad \ldots\ldots \quad (14\,b)$$

sie wird dann mit einer Formel von Ritz (9) identisch.

§ 44. Unter allen, die Serienformeln aufgestellt haben, herrscht Übereinstimmung insofern, als sie die bisher gegebenen Ausdrücke nur als Annäherungen an das wahre Gesetz ansehen. Dennoch dürfen die Formeln keineswegs als bloße Interpolationsformeln angesehen werden, auch in den Fällen, in denen mit Absicht eine Reihenentwickelung benutzt worden ist, die an einer bestimmten Stelle abgebrochen wird, so z. B. bei Kayser und

Runge, Ritz. Ein interessantes Beispiel ist dafür die Kayser-Rungesche Formel, die ihrer Gestalt nach am meisten einer Interpolationsformel gleicht. Wie Kayser und Runge selbst, sowie Lohuizen gezeigt haben, verbessert sich keineswegs in allen Fällen der Anschluß der Formeln an die Messungen durch Hinzunahme weiterer Glieder mit höheren Potenzen von m, wenn auch die Abweichungen für kleine Werte von m sich verringern. Wenn also die bisherigen Formeln kein exakter Ausdruck der vorhandenen Gesetze sind, so nähern sie sich doch in gewisser Hinsicht einem solchen. Dadurch ist man berechtigt, neben der rein zahlenmäßigen Darstellung beobachteter Schwingungszahlen auch die Form der Regeln und die Zahl der in ihnen vorkommenden Konstanten bei der Beurteilung in Berücksichtigung zu ziehen. Die erste Frage, die zu erledigen ist, ist offenbar die: inwieweit sind die bisher angegebenen Formeln verschieden und worin stimmen sie überein?

Man sieht zunächst ohne weiteres, daß alle vorhandenen Formeln die Balmersche Formel als Spezialfall umfassen. So geht die zweite Formel von Kayser und Runge durch die Wahl $C = 0$, $B = -4$ in diejenige von Balmer über. Das gleiche ist bei Rydberg (Formel 5) der Fall, wenn man $N = -4$, $\mu = 0$ setzt, bei Ritz (9a) für $N = 4$, $\alpha' = \beta' = 0$, bei Fowler und Shaw (10) für $N = 4$, $\mu = m_0 = 0$ oder (11) $N = 4, p = 2$, $m_0 = 0$. Die Formel von Halm ist ersichtlich mit der ersten (10) von Fowler und Shaw identisch. Diejenige von Mogendorff und Hicks (13) liefert die Balmersche für $N = 4$, $a' = b' = 0$, endlich diejenige von Lohuizen (14b) für $N = 4$, $a' = \gamma = 0$.

Von allen Autoren wird damit der außerordentlich genauen Gültigkeit der Balmerschen Formel Rechnung getragen. In der Tat haben die neueren Messungen immer mehr die strenge Gültigkeit der Balmerschen Formel bestätigt, wie die folgenden Zahlen zeigen, die nur ein Stück der ganzen Serie wiedergeben*):

*) J. Evershed, Astrophys. Journ. **28**, 162 bis 168 (1908). Die ersten drei Linien sind von Rowland im Sonnenspektrum gemessen, die beiden letzten von Evershed. Ausführlichere Vergleichungen findet man nach Messungen am „Flash"-Spektrum der Sonne bei J. Evershed, Phil. Trans. **197** (A), 381 bis 413 (1901), und F. W. Dyson, Phil. Trans. **206** (A), 403 bis 452 (1906).

Gemessen	Berechnet	Gemessen — Berechnet
6563,045	6563,063	— 0,018
4861,527	4861,516	+ 0,011
4340,634	4340,631	+ 0,003
4101,900	4101,893	+ 0,007
3970,212	3970,225	— 0,013

Im ganzen sind 29 Glieder beobachtet, von denen die letzten drei bereits auf 2 Å.-E. zusammengedrängt liegen und dem theoretischen Ende der Serie bis auf 15 Å.-E. nahekommen. Die Abweichungen von der Rechnung bleiben trotz der großen Extrapolation stets unter den Messungsfehlern. Man kann daher sagen, daß bei der Serie der Wasserstofflinien die Balmersche Formel exakt gilt, und ferner, daß sämtliche anderen Formeln ebenfalls die Wasserstoffserie richtig darstellen.

Bei den Serien anderer Elemente gilt indes die Balmersche Formel nicht. Die anderen Formeln suchen nun den Anschluß an die Messung auf zwei verschiedenen Wegen zu erreichen. Entweder wird von der Form $\nu = A - \frac{4a}{m^2}$ ausgegangen und ein weiterer Term hinzugefügt, dann erhält man die Formeln von Kayser und Runge. Oder, es wird die Ordnungszahl m geändert, dann erhält man die Formel Rydbergs:

$$\nu = A + \frac{N}{(m+\mu)^2},$$

die den Ausgangspunkt aller anderen Formeln, mit Ausnahme derjenigen von Rummel, Fowler und Shaw, bildet.

Ein Blick auf die Formeln (9), (10), (12a) und (13) zeigt, daß ein besserer Anschluß an die Erfahrung dadurch erreicht werden soll, daß entweder dem Nenner $(m+\mu)^2$ eine additive Konstante hinzugefügt wird, oder, daß man in der Klammer die Größe m um das Glied $\frac{\beta}{m^2}$ oder $\frac{b}{m}$ vergrößert, d. h. m als das erste Glied einer Reihe ansieht, die entweder ein Kettenbruch oder eine Potenzreihe von m ist.

Nur Fowler und Shaw haben den Versuch gemacht, den Exponenten des Nenners zu ändern [Formel (11)], während

Rummel [Formel (7)] einfach dem Nenner der Balmerschen Formel ein additives Glied hinzufügt.

Einen besonderen Weg schlägt zunächst Lohuizen ein. Seine Formel ist nichts anderes als eine lineare Transformation der Balmerschen Formel. Trägt man nämlich die Ordnungszahlen als Abszissen, die Schwingungszahlen ν als Ordinaten ein, so liegen die Endpunkte dieser auf hyperbolischen Kurven, die, wie die Praxis zeigt, ziemlich genau zur Deckung gebracht werden können, wenn man sie gegen eine spezielle unter ihnen, z. B. die Kurve der Wasserstoffserie, verschiebt und gleichzeitig dreht. Das heißt also, die eine Kurve geht in die andere durch eine lineare Koordinatentransformation über. Die Formel (14) drückt dies aus, ist also im Grunde die Balmersche Formel. Da die Drehungen nur klein sind, so läßt sich die vereinfachte Formel (14b) benutzen, die nun mit der Ritzschen Formel (9) identisch wird, die sich dadurch direkt auf Balmer zurückführen läßt.

Allein auch die Kayser-Rungesche Formel ist nahe mit derjenigen von Rydberg verwandt, wie man sieht, wenn man diese in eine Reihe entwickelt. Man erhält dann:

$$\nu = A + \frac{N}{(m+\mu)^2} = A + \frac{N}{m^2} - \frac{2\mu N}{m^3} \text{ usw.};$$

somit Formel (4).

Das Ergebnis des Vergleiches läßt sich also dahin zusammenfassen, daß sämtliche bisherigen Formeln das Balmersche Gesetz enthalten und sich durch abgekürzte Reihenentwickelung auf die Kayser-Rungeschen Formeln, durch Weglassen von Konstanten auf die Rydbergsche Formel reduzieren. Erfolg haben bisher nur die folgenden Formeltypen gehabt:

$$\text{I. } \nu = A + \frac{B}{m^2} + \frac{C}{m^4}, \quad \text{II. } \nu = A - \frac{N}{(m+\mu)^2},$$

$$\text{III. } \nu = A - \frac{N}{\left(m + p + \frac{\pi}{m^2}\right)^2}, \quad \text{IIIa. } \nu = A - \frac{N}{(m + p + \pi\nu)^2},$$

$$\text{IV. } \nu = A - \frac{N}{\left(m + p + \frac{\pi}{m}\right)^2},$$

wobei π und p in jeder Formel andere Werte besitzen. Ich werde mich daher im folgenden ausschließlich auf die Besprechung dieser Formeln beschränken.

§ 45. Was weiter die Zahl und den Wert der vorkommenden Konstanten betrifft, so haben I. und II. je drei Konstanten, die übrigen Formeln vier. Rydberg sieht jedoch die Konstante N als universelle Konstante an. Geschieht dies, so würde die Rydbergsche Formel nur mehr zwei individuelle Konstanten enthalten, alle übrigen Formeln drei. Läßt man kleine Änderungen in N zu, so stellen die Formeltypen II. und I. die Messungen etwa mit gleicher Genauigkeit dar. Rydberg selbst und mit ihm viele Autoren sehen jedoch den Vorteil der einfachen und geschlossenen Form der Rydbergschen Gleichung für so groß an, daß sie lieber die ungenaue Darstellung der Serien bei konstantem N in den Kauf nehmen, statt N zu variieren. So haben denn die Formeln III., IV. und IIIa. die universelle Konstanz von N übernommen. Ein Vergleich mit der Balmerschen Formel lehrt, daß $N = 4a$ ist. Daraus würde folgen:

$$N = 109721.6^{*}) \quad \text{oder} \quad N = 109704.1$$

im Rowlandschen System.

Nimmt man die Werte Rowlands für H_α, H_β, H_γ und berechnet daraus die Konstante h der Balmerschen Formel und reduziert auf den leeren Raum, so erhält man $a = 27418.75$, also:

$$N = 109675.0,$$

wie Rydberg berechnet **).

Dagegen leitet Mogendorff[1]) ohne Reduktion aufs Vakuum den Wert

$$N = 109704$$

ab, während Hicks***) durch Benutzung der Messungen Eversheds am Wasserstoffspektrum sowie der früheren Messungen

*) Dieser Wert ist von Rydberg nach der Methode der kleinsten Quadrate aus 13 von Ames gemessenen Wasserstofflinien abgeleitet worden. Er bezieht sich auf das System der Wellenlängen von Ångström.

**) Rapp. Congrès Intern. de Physique, Bd. 2, S. 211. Paris 1900.

***) W. M. Hicks, Phil. Trans. **210** (A), 57 bis 111, 1910.

$$N = 109\,708.7$$

oder

$$N = 109\,705.8$$

findet, je nachdem man die fünfte Linie mit benutzt oder nicht. Nun sind aber die Wasserstofflinien verhältnismäßig ungenau gemessen. Darum berechnet Hicks zugleich auch N aus den Serien des sehr genau gemessenen Heliumspektrums (natürlich unter Benutzung seiner eigenen, von Balmer abweichenden Formel) und findet im Durchschnitt N nahe gleich

$$N = 109\,675.$$

Endlich berechnet Birge*) unter Reduktion der Wellenlängen der fünf von Evershed**) gemessenen Wasserstofflinien auf internationale Einheiten und das Vakuum

$$N = 109\,678.6$$

nach der Methode der kleinsten Quadrate.

Doch ist auch neuerdings von den meisten Autoren, z. B. Paschen, Hicks, Dunz, van Lohuizen, der Wert

$$N = 106\,675.0$$

ihren Rechnungen zugrunde gelegt worden.

Nun unterliegt es keinem Zweifel, daß in der ursprünglichen Formel Rydbergs (II.) N nicht konstant sein kann.

Mogendorff berechnet z. B. N für eine große Zahl von Serien aus den Spektren von Li, Na, K, Rb, Cs, Cu, Ag, Mg, Zn, O, Ca, Al und findet Werte zwischen 103702 und 110660. Dabei ist aber eine Serie aus dem Spektrum des Aluminiums ganz außer Betracht gelassen, die je nach der Wahl der zur Berechnung benutzten Linien Werte zwischen 207620 und 125048 liefert. Der Sachverhalt ist also der gleiche wie bei der Kayser-Rungeschen Formel I., in der B zwischen 109025 und 155000, je nach der benutzten Serie, schwankt.

Günstiger wird die Sachlage, wenn man eine der Formeln II. bis IV. verwendet. Die Schwankungen im Werte von N werden dann sehr viel kleiner, in den meisten Fällen so gering, daß die ihnen entsprechenden Änderungen in den Schwingungszahlen inner-

*) R. T. Birge, Astrophys. Journ. **32**, 112 bis 114 (1910).
) J. Evershed, Ebend. **28, 162 bis 168 (1808).

halb der Messungsfehler bleiben und daß man praktisch meistens mit dem konstanten Wert $N_0 = 109\,675$ rechnen kann.

Allein streng konstant wird N auch in diesem Falle nicht, wie namentlich Hicks eingehend gezeigt hat. Je nach dem Element und je nach der Serie muß man, um strengen Anschluß an die Erfahrung zu gewinnen, N um Beträge bis zu 1300, d. h. um 1 bis 2 Proz. variieren.

Danach scheint es, als ob N zwar angenähert, allein nicht streng eine universelle Konstante ist. Man kann den Grund hierfür in dem Umstande suchen, daß alle Formeln Abkürzungen sind und daß die Nenner in III. und IV. noch durch Glieder mit höheren Potenzen von m ergänzt werden müssen. Doch fehlt bisher der Nachweis dafür, daß dies zutrifft, d. h. daß die Schwankungen in den Werten für N durch Hinzunahme weiterer Glieder im Nenner kleiner werden.

Die Konstanz von N ist jedoch als eine wesentliche Eigenschaft aller Formeln, mit Ausnahme derjenigen von Kayser und Runge, anzusehen und wird von allen Autoren als Postulat aufgestellt, so daß alle vorgeschlagenen Formeln dreikonstantig sind.

Endlich ist zu bemerken, daß alle Koeffizienten der zweiten Glieder, also B in den Kayser-Rungeschen Formeln und N in den übrigen Formeln, negatives Vorzeichen besitzen. Darin kommt die Tatsache zum Ausdruck, daß alle Serien nach der Seite kürzerer Wellenlängen konvergieren.

Da die Formeln III. und IIIa. sich nur durch Glieder höherer Ordnung unterscheiden, so läßt sich schließlich der Vergleich der aufgestellten Formeln dahin zusammenfassen, daß die seit Kayser-Runge und Rydberg mit Erfolg eingeführten Änderungen sich auf den Zusatz eines Gliedes $\frac{\pi}{m^2}$ oder $\frac{\pi'}{m}$ im Nenner der Rydbergschen Formel beschränken, das seine Wirkung vorzugsweise für Glieder niederer Ordnungszahl m äußert.

§ 46. Der Wert der Konstante A wechselt von Serie zu Serie und von Element zu Element. Er bedeutet offenbar den Wert von ν für $m = \infty$, also die Grenze der Serie nach dem violetten Ende hin. Von den wirklich vorkommenden Werten von A soll weiterhin noch die Rede sein. Schon Balmer hat

die Formel für die Wasserstoffserie mit zwei ganzen Zahlen geschrieben, indem er

$$\lambda = h \frac{m^2}{m^2 - n^2}$$

setzte, wo n den Wert 2 annahm. Man hat also

$$\nu = \frac{1}{h} \frac{m^2 - n^2}{m^2} = \frac{n^2}{h} \left[\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2}\right] = N \left[\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2}\right]$$

oder auch

$$\frac{\nu}{N} = \frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2}.$$

Es nimmt daher die Konstante A die Form

$$\frac{N}{n^2}$$

an, bei der $n = 2$ zu setzen ist. Die Vermutung von Balmer und vielen seiner Nachfolger geht nun dahin, daß auch andere Werte für n als 2 weitere Linien liefern, daß also die Rydbergsche Formel lauten müßte:

$$\frac{\nu}{N} = \frac{1}{n^2} - \frac{1}{(m + \mu)^2}$$

oder, noch mehr verallgemeinert:

$$\frac{\nu}{N} = \frac{1}{(m + \mu_1)^2} - \frac{1}{(m + \mu_2)^2}.$$

Über die Begründung dieser Annahme wird weiterhin noch zu berichten sein. Hier sei nur erwähnt, daß man eine zweite Serie des Wasserstoffspektrums, wie sie von Pickering im Spektrum des Sternes ζ Puppis gefunden worden ist*), tatsächlich durch die Formel

$$\frac{\nu}{N} = \frac{1}{2^2} - \frac{1}{\left(m + \frac{1}{2}\right)^2}$$ **)

darstellen kann.

§ 47. Es erübrigt nun noch, das Verhalten der dritten Konstanten in den Formeln, also C in den Formeln vom Typus I, μ

*) Die Linien sind seitdem in vielen Sternen gemessen worden.

**) Statt $m + \frac{1}{2}$ müßte es genauer heißen: $m + 0{,}500737$.

bzw. p und π in den anderen Formeln zu besprechen. Dies soll im Zusammenhang mit der Besprechung der Ordnungszahl m geschehen.

Da die Zahlen des zweiten Gliedes in allen Formeln negativ sind, so folgt zunächst, daß man für kleine Werte von m, z. B. $m = 2$, in vielen Fällen negative Schwingungszahlen erhält. Dies trifft in den Kayser-Rungeschen Formeln fast stets zu, so daß der kleinste Wert, der positive ν liefert, in der Regel $m = 3$ ist. Allein auch die anderen Formeln liefern unter Umständen negative ν.

Rydberg und Ritz nehmen die positiven und negativen Schwingungszahlen in gleicher Weise als Repräsentanten von Linien und schreiben daher ihre Formeln stets

$$\pm \nu = N\left[\frac{1}{p^2} - \frac{1}{q^2}\right]$$

mit der Vorschrift, das Vorzeichen so zu wählen, daß die Schwingungszahl positiv wird. Theoretische Gründe für diese Vorschrift, die man aus gewissen Überlegungen glaubte finden zu können, seien hier übergangen. Es genügt, daß die Erfahrung die praktische Brauchbarkeit des Ansatzes rechtfertigt.

Freilich sind Bedenken gegen die Verwendung negativer Schwingungszahlen erhoben worden, entweder aus allgemeinen Gründen, besonders aber deshalb, weil bei der Verwendung negativer ν die Reihenfolge der Serienlinien in der Richtung von größeren zu kleineren Wellenlängen durchbrochen wird.

So lautet z. B. die Ritzsche Formel für die erste Komponente der zweiten Nebenserie*) des Natriums:

$$\nu = 24\,472{,}1 - \frac{109\,675}{\left[m + 0{,}15\,157 - \frac{0{,}05\,586}{m^2}\right]^2},$$

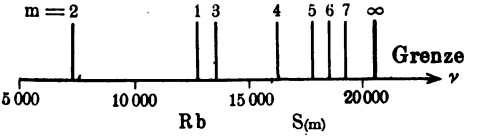
wo für m die Werte 1,5, 2,5 usw. einzusetzen sind. Dies liefert:

$m = 1{,}5$	$-\nu = 16\,972{,}8$	$\lambda = 5\,890{,}19$	(gemessen)
$m = 2{,}5$	$+\nu = 8\,766{,}3$	$\lambda = 11\,404{,}2$	„
$m = 3{,}5$	$+\nu = 16\,226{,}3$	$\lambda = 6\,161{,}15$	„
$m = 4{,}4$	$+\nu = 19\,398{,}2$	$\lambda = 5\,153{,}72$	„
	usw.		

*) Über die Bedeutung dieser Bezeichnungen siehe unten. Die Zahlenwerte sind von Ritz übernommen. Neuere Messungen haben nur wenig daran geändert.

Die größte Wellenlänge bzw. die kleinste Schwingungszahl erscheint also an der zweiten statt an der ersten Stelle. Gleiches gilt von vielen, allein nicht von allen zweiten Nebenserien, aber auch von manchen Hauptserien, z. B. derjenigen des Mg oder des Ca. Fig. 6 erläutert dies schematisch.

Fig. 6.



Schema der ersten Nebenserie des Rubidiums. Als Abszissen sind die Schwingungszahlen eingetragen. Die Striche stellen jedesmal ein Paar dar, und zwar ist nur eine Komponente gezeichnet.

Da nun die Linien $m = 1$ bzw. 1,5 keineswegs ein besonderes Verhalten zeigen, zuweilen schwächer sind, als die Linien $m = 2$ bzw. 2,5, so sieht z. B. Mogendorff*) in dem Auftreten der negativen Schwingungszahlen eine ernste Schwierigkeit.

In der Rydbergschen Formel:

$$\nu = A - \frac{N}{(m+\mu)^2}$$

kann man es durch passende Wahl von μ so einrichten, daß der ersten Linie einer Serie der Wert $m = 1$ entspricht. Wenn man weiß, daß eine bestimmte Linie die erste einer Serie ist, und wählt $m = 1$, so ist dadurch μ festgelegt. Man könnte auch sagen, daß die Rydbergsche Formel nur die Dezimalen von μ bestimmt. Bei den übrigen Formeln ist dies anders. Sobald man genügend viele Linien kennt, und die Messungen genau genug sind, so daß das Zusatzglied $\frac{\pi_i}{m}$ oder $\frac{\pi_i}{m^2}$ eine Rolle spielt, genügt entweder nur $\frac{\pi_i}{(m)^2}$ oder $\frac{\pi_i}{(m+1)^2}$ den Messungen, und dann ist m, also auch μ festgelegt. Dabei zeigt sich nun, daß man in der Formel von Mogendorff-Hicks mit den Werten $m = 1, 2, 3$ usw. auskommt, während Ritz, Paschen, Dunz und andere entweder die Werte $m = 2, 3 \ldots$ usw. oder $m = 1{,}5,\ 2{,}5$ usw. benutzen.

Van Lohuizen, der ja eine der Ritzschen Formeln benutzt, findet das gleiche wie Ritz, d. h. auch bei ihm treten

*) Dissertation, Amsterdam 1906.

negative Schwingungszahlen auf, und die Reihenfolge der Linien ist nicht durch die Zählung von langen zu kurzen Wellen bedingt. Lohuizen findet jedoch hierin keine Schwierigkeit, da das geschilderte Verhalten der Linien bei der von ihm gegebenen Darstellung der Serien durch Kurven natürlich scheint.

Es muß sich noch zeigen, welches der Argumente das größere Gewicht verdient, d. h. ob die Anordnungen von Ritz, Paschen, Lohuizen usw. mehr Tatsachen wiederzugeben geeignet sind, als die zweifellos natürlichere Abzählung der Linien einer Serie in einer einzigen Richtung, also von längeren nach kürzeren Wellen.

Immerhin kann man sagen, daß sich eine Zuordnung der ganzen positiven Zahlen von $m = 1$ ab durchführen läßt und auch mehr empfiehlt, als eine Zählung von $m = 2$ oder $m = 3$ ab, oder die Benutzung der Zahlenreihe 1,5, 2,5 usw. Der weiterhin zu besprechenden formellen Koinzidenz des ersten Gliedes der Hauptserie mit dem ersten Gliede der zweiten Nebenserie kann dann durch Benutzung des Wertes $m = 0$ Rechnung getragen werden.

Weitere Gesichtspunkte zur Beurteilung der Zweckmäßigkeit von Festsetzungen über die Wahl der ganzen Zahlen m und der Konstanten μ ergeben sich aus den Beziehungen der Serien zueinander und sollen daher später zur Sprache kommen. Aus demselben Grunde soll auch die Diskussion der wirklich gefundenen Werte der Konstanten p und π bzw. μ später vorgenommen werden.

Es seien nur noch einige Bemerkungen angefügt. Schreibt man die Balmersche Formel

$$\pm \nu = N\left[\frac{1}{4} - \frac{1}{m^2}\right],$$

so sieht man, daß für $m = 2$ die Schwingungszahl Null, die Wellenlänge also unendlich wird. Ritz*) mißt diesem Umstande eine besondere Bedeutung bei, da auch bei einigen anderen Serien der Term $m = 2$ ein singuläres Verhalten zeigt, indem die entsprechenden Linien fehlen.

*) W. Ritz, Phys. Zeitschr. 9, 244 bis 245 (1908); Ges. Werke, S. 129.

§ 48. An dieser Stelle sollen die verschiedenen Methoden, aus gegebenen Linien die Konstanten einer Serie zu berechnen, nicht besprochen werden. Weiß man, welche Ordnungszahl den betreffenden Linien zukommt, so genügen bei den besprochenen Serienformeln offenbar drei Linien, um die drei Konstanten zu bestimmen. In der Regel weiß man jedoch nicht, welche Ordnungszahl die erste von drei aufeinander folgenden Linien etwa besitzt. Dann genügt es in der Regel, einen plausiblen Wert für m, für die folgenden Linien $m+1$ bzw. $m+2$ einzusetzen, die Konstanten zu bestimmen und aus der Formel weitere Serienlinien zu extrapolieren. Einige Versuche führen schnell zum Ziele. Zuweilen kommt es jedoch vor, — z. B. bei der Berechnung der Kayser-Rungeschen Formeln für gewisse Serien — daß man zweifelhaft sein könnte, ob mit $m = 2$ oder $m = 3$ zu beginnen ist. Man folgt dann der Regel, daß allgemein bei den genannten Formeln die Zählung mit $m = 3$ beginnt.

Besitzt ein Element mehrere Serien, so liefern die Beziehungen derselben, wie sich noch zeigen wird, zuverlässige Hilfsmittel zur Bestimmung von m.

Im allgemeinen sind eine größere Zahl von Linien einer Serie gemessen, z. B. 28 bei H, 48 bei Na usw. Dann bieten sich zwei verschiedene Wege zur Berechnung der Konstanten. Entweder man kann unter Benutzung aller gemessenen Linien die Formelkonstanten nach der Methode der kleinsten Quadrate berechnen, oder man kann eine Auswahl unter den Linien treffen und nur solche zur Berechnung verwenden, die aus besonderen Gründen geeignet scheinen. Der erste Weg scheint auf den ersten Blick der exaktere, und er hat auch zweifellos den Vorteil, jede Willkür auszuschließen. Da jedoch die Linien einer Serie wegen ihrer verschiedenen Intensität, Lage im Spektrum, Meßbarkeit meist ungleich genau gemessen sind, so liefert das zweite Verfahren in der Praxis meist bessere Resultate, so daß es von allen Autoren, wenigstens neben der Berechnung nach den Methoden der Ausgleichsrechnung, benutzt wird. Durch diesen Umstand erklären sich dann aber auch die Verschiedenheit der Zahlenangaben bei Benutzung derselben Formel und ferner manche Abweichungen in der Leistung derselben Formel bei Anwendung auf verschiedene Serien.

Zu diesen Gründen kommt hinzu, daß einzelne Linien gewisser Serien sich schlechter als die übrigen in den Serienverlauf

einpassen, so daß Ritz*) daraus den Schluß ziehen zu müssen glaubte, daß die Serienkurve unter Umständen einen Knick aufweisen könne, ihre allgemeine Gleichung also nicht einfach sein könne. Berechnet man nun die Konstanten nach der Methode der kleinsten Quadrate, so würde eine derartige Singularität zu Unrecht auf die übrigen Glieder der Serie verteilt.

§ 49. Unter Umständen kann man mit Nutzen von einer graphischen Darstellung einer Serie Gebrauch machen. Man trägt dazu die ganzen Zahlen als Abszissen, die Schwingungszahlen als Ordinaten auf und legt durch die Endpunkte eine Kurve von der durch die benutzte Seriengleichung bedingten Form. Für die Wasserstoffserie Balmers würde also die Gleichung der Kurve lauten: $(y - A)x^2 = -N$. Diese Kurve besitzt zwei Asymptoten; die eine derselben ist die Gerade $y = A$, die andere die negative y-Achse. Wie man sieht, stellt die erstgenannte Asymptote die Grenze dar, der sich die Serie mit steigenden Ordnungszahlen nähert. Die andere Asymptote hat keine physikalische Bedeutung.

Zeichnet man in derselben Weise die anderen Serien in das gleiche Koordinatensystem ein, so findet man ähnliche Kurven, die gleichfalls zwei Asymptoten besitzen, falls man eine der früher besprochenen Serienformeln zugrunde legt. Die eine dieser Asymptoten stellt, wie im Falle der Wasserstoffserie, die Grenze dar, also den ersten Koeffizienten A.

Würde man die Rydbergsche Gleichung anwenden, so würde die Gleichung aller Kurven lauten:

$$(y - A)\,(x + \mu)^2 = -N.$$

Die zweite Asymptote würde also eine Parallele zur x-Achse im Abstande $-\mu$ sein und es würde, wie man durch die Transformation $x + \mu = x'$ sieht, möglich sein, alle Serienkurven durch einfache Verschiebung in der Richtung der x-Achse zur Deckung zu bringen. In der Tat hat Rydberg dies ursprünglich angenommen. Die graphische Darstellung der Serienkurven hat ihn sogar gerade zur Aufstellung seiner Formeln geführt.

*) W. Ritz, Ann. d. Phys. (4) **25**, 660 bis 696 (1908); Ges. Werke, S. 111.

Wie bereits früher erwähnt wurde, und wie mehrfach nachgewiesen worden ist, trifft die Annahme Rydbergs indes nicht zu. Zeichnet man die ν als Ordinaten, die m als Abszissen, so erhält man Kurven, die gar nicht durch Parallelverschiebung zur Deckung gebracht werden können. Wie van Lohuizen gezeigt hat, ist allerdings die Form der Kurven ziemlich genau die gleiche. Man muß jedoch, um die Kurven zur Deckung zu bringen, neben der Verschiebung noch eine kleine Drehung ausführen, d. h. die Kurven haben die gleiche Gestalt, beziehen sich jedoch auf ein anderes Koordinatensystem. Es ist bereits erwähnt worden, daß diese Bemerkung van Lohuizens dazu führt, die Balmersche Formel einer linearen Transformation zu unterwerfen, die dann zu einer Formel von Ritz gelangen läßt. Die Asymptote, die die Grenze der Serie darstellt, ist nun freilich nicht mehr eine zur x-Achse parallele Gerade im Abstand A, sondern eine geneigte Gerade. Daraus folgte, daß die betreffende Serie nicht mehr konvergent wäre. Doch ist die Neigung nur gering, eine Prüfung dieser Konsequenz an den Messungen daher zurzeit nicht möglich.

§ 50. Es erhebt sich nun die Frage nach der Genauigkeit, mit der die bekannten Serien durch die vorhandenen Serienformeln dargestellt werden. Daß die Balmersche Formel die bekannte Wasserstoffserie innerhalb der Beobachtungsfehler richtig darstellt, ist bereits früher erwähnt worden. Desgleichen ist erwähnt worden, daß sowohl die Formeln von Kayser und Runge, wie diejenige von Rydberg (letztere sogar unter Preisgabe der Konstanz von N) Abweichungen gegen die Messungen aufweisen, die zu außerordentlich hohen und die Messungsfehler weit übersteigenden Beträgen anwachsen, wenn man zu den ersten Gliedern der Serien mit den kleinsten Ordnungszahlen übergeht. Wenn daher die älteren Formeln auch eine große Menge von Erfahrungstatsachen wiedergeben und die Glieder mit höheren Ordnungszahlen zu berechnen gestatten, so kann man doch nicht sagen, daß sie der Erfahrung genügten. Zugleich zeigt sich, daß die Formeln einige Serien relativ gut darstellen, während die Abweichungen bei anderen Serien sehr bedeutend sind. Es genügt daher nicht, daß eine Serienformel die eine oder andere Serie gut darstellt. Zur Prüfung ihrer Brauchbarkeit ist es erforderlich, daß sie an möglichst vielen, womöglich allen bekannten Serien

	λ	$\lambda(B)$	ΔR	ΔH	ΔB	ΔL
1	5896,16	5897,56	0	0	0	0
2	3303,07	3303,90	+ 0,03	0	0	— 0,01
3	2852,91	2853,63	— 0,10	0	— 0,04	0
4	2680,46	2681,17	— 0,08	+ 0,03	+ 0,09	+ 0,11
5	2593,98	2594,67	— 0,13	+ 0,02	+ 0,09	+ 0,11
6	2543,82	2544,49	— 0,22	— 0,09	— 0,05	0
7	2512,15	2512,90	— 0,15	— 0,01	+ 0,07	0
8	2490,70	2491,36	— 0,25	— 0,13	— 0,04	— 0,04
9	75,60	76,26	— 0,19	— 0,07	+ 0,03	+ 0,03
10	64,53	65,18	— 0,10	+ 0,01	+ 0,10	+ 0,11
11	56,02	56,67	—	—	+ 0,05	+ 0,04
12	49,46	50,11	—	—	+ 0,04	+ 0,03
13	44,24	44,89	—	—	— 0,03	0
14	40,06	40,71	—	—	+ 0,01	0
15	36,70	37,35	— 0,16	— 0,05	+ 0,06	+ 0,05
16	33,85	34,50	—	—	+ 0,04	+ 0,03
17	31,43	32,08	—	—	— 0,01	— 0,02
18	29,42	30,07	—	—	— 0,02	— 0,03
19	27,72	28,37	—	—	— 0,01	— 0,02
20	26,28	26,93	— 0,21	— 0,10	+ 0,02	+ 0,01
21	25,00	25,65	—	—	+ 0,03	0
22	23,88	24,53	—	—	+ 0,01	— 0,01
23	22,90	23,55	—	—	0	— 0,01
24	22,04	22,69	—	—	0	— 0,01
25	21,29	21,93	— 0,21	— 0,09	+ 0,02	0
26	20,60	21,25	—	—	+ 0,01	— 0,01
27	20,02	20,67	—	—	+ 0,04	+ 0,02
28	19,50	20,15	—	—	+ 0,07	+ 0,05
29	19,00	19,65	—	—	+ 0,06	+ 0,04
30	18,44	19,09	— 0,28	— 0,17	— 0,05	— 0,07
31	18,09	18,74	—	—	0	— 0,02
32	17,71	18,36	—	—	— 0,01	— 0,02
33	17,38	18,03	—	—	+ 0,01	— 0,02
34	17,10	17,75	—	—	+ 0,02	+ 0,01
35	16,80	17,45	— 0,22	— 0,10	0	— 0,01
36	16,56	17,21	—	—	+ 0,03	+ 0,01
37	16,33	16,98	—	—	+ 0,04	+ 0,02
38	16,11	16,76	—	—	+ 0,03	+ 0,02
39	15,89	16,54	—	—	+ 0,02	+ 0,01
40	15,70	16,35	— 0,20	— 0,09	+ 0,03	+ 0,01
41	15,52	16,17	—	—	+ 0,02	+ 0,01
42	15,37	16,02	—	—	+ 0,03	+ 0,02
43	15,21	15,86	—	—	+ 0,04	+ 0,02
44	15,06	15,71	—	—	+ 0,03	+ 0,01
45	14,94	15,59	— 0,19	— 0,07	+ 0,05	+ 0,02
46	14,78	15,43	—	—	+ 0,01	— 0,01
47	14,64	15,29	—	—	— 0,01	— 0,03
48	14,50	15,15	— 0,27	— 0,16	— 0,04	— 0,06

geprüft wird. Dies ist denn auch für einige neuerdings aufgestellte Serienformeln in ziemlich weitem Umfange geschehen. Es ist nicht möglich, an dieser Stelle die numerischen Resultate alle wiederzugeben. Einige Beispiele müssen genügen. Man kann bei der Auswahl derselben von zwei Gesichtspunkten ausgehen. Einmal eignen sich zur Prüfung besonders lange Serien, d. h. Serien mit besonders vielen Gliedern. Ein zweiter Prüfstein der Brauchbarkeit einer Formel ist ihre Anwendung auf Serien von abnormem Verhalten, d. h. also solche Serien, von denen schon aus früheren Untersuchungen bekannt ist, daß sie sich in die vorhandenen Formeln schlecht einfügen. Endlich muß man zur Prüfung Serien von gut meßbaren und genau gemessenen Linien verwenden.

Die längste bisher bekannte Serie ist die sogenannte Hauptserie des Natriums. Wood[1]) und Bevan[2]) haben nachweisen können, daß die Alkalimetalldämpfe bei Absorption sehr vollständige Serien von Linien liefern. Unter ihnen besitzt diejenige des Natriumdampfes 48 bekannte Glieder. Birge[3]), Bevan[4]), van Lohuizen[5]), Hicks[6]) haben die Glieder dieser Serie berechnet. Bevan kommt zum Schluß, daß die Serie nicht durch die vorhandenen Formeln darstellbar sei. Doch trifft dies, wie sich sogleich zeigen wird, nicht zu. Birge reduziert zunächst alle Messungen auf internationale Einheiten und dann auf das Vakuum. Er findet, daß durch diese Reduktion die Differenzen gegen die Messung verkleinert werden. Seine Zahlen weichen aus dem genannten Grunde von den übrigen Wellenlängen ab. Sie sind in der vorstehenden Tabelle durch $\lambda(B)$ gekennzeichnet, während die unter ΔB stehenden Zahlen Korrektionen angeben, die man zu den berechneten Zahlen hinzufügen muß, um die in der Tabelle enthaltenen Wellenlängen zu erhalten. Hicks reduziert die Messungen von Wood bzw. von Kayser und Runge lediglich auf das Vakuum und gibt die Differenzen von 5 zu 5 Linien. Seine Differenzen stehen unter ΔH. Die Differenzen gegen die Formel von Ritz[7]) gebe ich nach der Berechnung von Hicks. Sie stehen in der Kolumne ΔR. Van Lohuizen benutzt die sieben ersten Linien zur Berechnung seiner Formel. Er reduziert nicht auf den leeren Raum. In der ersten Spalte stehen die von Kayser und Runge bzw. die von Wood gemessenen Zahlen. Die berechneten Formeln lauten (erste Komponente):

Ritz:

$$\nu = 41\,444{,}87 - \frac{109\,675{,}0}{[m + 0{,}145\,93 - 0{,}1158/m^2]^2}$$

$m = 2, 3$ usw.

Birge:

$$\nu = 41\,450{,}083 - \frac{109\,675}{[m + 0{,}144\,335 - 0{,}1\,130\,286/m^2]^2}$$

$m = 2, 3$ usw.

Hicks:

$$\nu = 41\,446{,}76 - \frac{109\,675}{[m + 1{,}148\,678 - 0{,}031\,776/m]^2}$$

$m = 1, 2, 3$ usw.

van Lohuizen:

$$\nu = 41\,460{,}80 - \frac{109\,675}{[m + 1{,}096\,033 + 0{,}000\,001\,162\,84 \cdot \nu]^2}$$

$m = 1, 2, 3$ usw.

Der Vergleich der Spalten unter ΔR, ΔH, ΔB und ΔL zeigt, daß die vier benutzten Formeln die Serie gut darstellen. Die Darstellung durch die Ritzschen Formeln bei Birge und Lohuizen ist ungefähr gleich gut. Die größeren Abweichungen bei Ritz erklären sich dadurch, daß dieser seine Formel weniger genau berechnet hat als Birge. Bei Hicks sind die Fehler etwas größer, bleiben aber immer noch ungefähr in den Grenzen der Messungsfehler. Man muß schließen, daß die Formeln von Birge und van Lohuizen die Serie am besten darstellen (also Ritzsche Formeln) und zwar unabhängig von der Reduktion der Schwingungszahlen auf das Vakuum.

Auch bei anderen Alkalimetallen kommt man zu ähnlichen Schlüssen, während z. B. Cäsium eine Ausnahme macht.

§ 51. Serien, die besonders starke Abweichungen gegen die aus den Formeln von Kayser-Runge und Rydberg berechneten Werte aufweisen, sind z. B. die sogenannte erste Nebenserie des Aluminiums und die zweite Nebenserie des Thalliums. Diese eignen sich daher besonders als Prüfsteine für eine Serienformel. Die folgende Tabelle gibt einen Vergleich zwischen den gemessenen Werten für die Aluminiumserie (unter λ, nicht auf Vakuum redu-

ziert) und den berechneten, wobei ΔL die Abweichung gegen die Formel von Lohuizen:

$$\nu = 48304{,}53 - \frac{109675}{[m + 3{,}400383 - 0{,}00005082 . \nu]^2}, \quad m = 1, 2 \ldots,$$

ΔM die Abweichung gegen die Formel von Mogendorff:

$$\nu = 48287{,}9 - \frac{109675}{[m + 0{,}89436 + 1{,}038060/m]^2}, \quad m = 1, 2, 3 \ldots$$

bedeutet.

Unter ΔKR stehen die Abweichungen gegen Kayser und Runge. Andere Berechnungen sind übergangen*); es ist jedesmal die nach Violett gelegene Komponente gewählt.

m	λ	ΔKR	ΔM	ΔL
1	3082,27	+ 384,8	— 268,82	+ 82,47
2	2568,08	+ 53,5	+ 3,46	0
3	2367,16	+ 6,1	+ 2,42	0
4	2263,83	+ 0,03	0	0
5	2204,73	+ 0,17	0	— 0,17
6	2168,87	— 0,13	0	— 0,18
7	2145,48	— 0,31	+ 0,06	— 0,22
8	2129,52	— 0,21	+ 0,11	— 0,17
9	2118,58	+ 0,44	— 0,28	+ 0,30

Wie man sieht, ist bei der älteren Formel der Anschluß an die Messung ganz ungenügend; allein auch die neueren Formeln stellen die Beobachtungen nur sehr unbefriedigend dar. Aus diesem Grunde sind manche, u. a. auch Lohuizen, der Ansicht, daß die Einteilung des Aluminiumspektrums in Serien nicht die richtige sein könne, so wie sie den Berechnungen zugrunde liegt. Diese Annahme wird zwar durch einige andere Umstände, z. B. die abnormalen Werte der Zeemanzerlegung bei den Linien der fraglichen Serie, gestützt. Allein das Aluminiumspektrum zeigt auch sonst ein eigentümliches Verhalten.

Noch viel größer werden die Abweichungen zwischen Rechnung und Beobachtung, wenn man versucht die von Paschen gefundenen Hauptserien von Aluminium, Thallium, Zink und Cad-

*) Dunz (Diss., Tübingen 1911, S. 22) berechnet für das Vakuum nach der ersten Formel von Ritz als Grenze ($m = \infty$) 48279,51.

mium durch die Formel Ritz-Lohuizen darzustellen, wie die folgende Tabelle zeigt, die die Differenzen Messung—Rechnung für die Glieder der Hauptserien darstellt, deren Ordnungszahl in der ersten Spalte gegeben ist*).

	Al		Tl	
	I.	II.	I.	II.
$m = 2$	− 603	− 606	0	0
$m = 3$	0	0	− 97,2	− 194
$m = 4$	0	+ 0,05	− 0,41	− 4,42
$m = 5$	0	0	0	0
$m = 6$	− 2,9	− 2,9	− 0,17	+ 0,15

	Zn			Cd		
	I.	II.	III.	I.	II.	III.
$m = 2$	− 764	− 764,6	− 760,1	− 796,7	− 784,2	− 770,6
$m = 3$	0	0	0	0	0	0
$m = 4$	− 0,44	− 0,46	− 0,54	− 0,2	− 2,1	− 1.9
$m = 5$	0	0	0	0	0	0
$m = 6$	− 0,29	− 0,32	− 0,34	− 0,34	− 0,33	− 0,36

Die römischen Ziffern bezeichnen Glieder von Paaren oder Triplets, wobei I immer die stärkste Linie bedeutet. Auch andere Serien, z. B. die von Saunders gefundenen ultravioletten Serien einfacher Linien in den Spektren der Erdalkalien, lassen sich nicht befriedigend durch die bisherigen Serienformeln darstellen.

Man muß daher, so lange keine neue Aufklärung gefunden ist, sagen, daß alle bisherigen Serienformeln in gewissen Fällen nicht ausreichen.

§ 52. Diese Beispiele mögen genügen, um ein Bild von der Genauigkeit zu geben, mit der die bisher aufgestellten Serienformeln den Verlauf der Linienserien darstellen. Ich lasse zum Schluß noch ein Verzeichnis der Elemente folgen, bei denen bisher Linienserien gefunden worden sind und zwar so, daß in der nachstehenden Tabelle der Elemente nach dem natürlichen System

*) Zahlen nach F. Paschen, Ann. d. Phys. (4) **29**, 625—663 (1909).

	0	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII
1	** He [3,99] Φ (I) + Φ (II)	** Li [6,94] Φ (II), C	Be [9,1]	B [11,0]	C [12,00]	N [14,01]	**O [16,00] Φ (II, P, D, S) + Φ (III, P, D, S)	F [19,0]	
2	* Ne [20,2]	** Na [23,00] Φ (II), C	** Mg [24,32] Φ (III) + Φ (II) + Φ (I), C	** Al [27,1] Φ (II), C	Si [28,3]	P [31,04]	** S [32,07] Φ (III, D, S)	Cl [35,46]	
3	* Ar [39,88]	** K [39,10] Φ (II), C	** Ca [40,07] Φ (III) + Φ (II, D, S) + Φ (I, D, S), C	** Sc [44,1]	Ti [48,1]	V [51,05]	Cr [52,0]	** Mn [54,93] Φ (III, D, S)	Fe [55,84] Co [58,97] Ni [58,68]
4		**Cu [63,57] Φ (II), C	** Zn [65,37] Φ (III) + Φ (I), C	** Ga [69,9] Φ (II, D, S)	Ge [72,5]	* As [74,96]	** Se [79,2] Φ (III, D, S)	Br [79,92]	
5	* Kr [82,9]	** Rb (85,45] Φ (II), C	** Sr [87,63] Φ (III) + Φ (II, D, S) + Φ (I, D, S), C	** Y [89,0]	Zr [90,6]	Nb [93,5]	Mo [96,0]		* Ru [101,7] * Rh [102,9] * Pd [106,7]
6		**Ag [107,88] Φ (II), C	** Cd [112,40] Φ (III) + Φ (I), C	** In [114,8] Φ (II, S, D)	**Sn [119,0]	**Sb [120,2]	Te [127,5]	J [126,92]	
7	X [130,2]	**Cs [132,81] Φ (II), C	** Ba [137,37] Φ (III, D, S) + Φ (II, D, S), C	** La [139,0]	Ce [140,25]				
8						Ta [181,5]	W [184,0]		Os [190,9] Ir [193,1] Pt [195,2]
9		**Au [197.2]	** Hg [200,6] Φ (III) + Φ (I), C	** Tl [204,0] Φ (II), C	* Pb [207,1]	* Bi [208,0]			
10	Nt [222,4]		** Ra [226,4]		Th [232,4]		U [238,5]		

Außerdem:

**H [1,008]
Φ (I)

und die Gruppe der seltenen Erden in der 7. und 8. Zeile

Pr [140,6]	**Nh** [165]
Nd [144,3]	**Dy** [162,49]
Sm [150,4]	**Er** [167,4]
****Eu** [152,0]	**Tm** [168,5]
Gd [157,3]	****Ny** = Ad [172]
Tb [159,22]	**Lu** = Cp [174]

die betreffenden Elemente mit Serien durch zwei Sternchen hervorgehoben sind. Die Zahlen unter den Bezeichnungen der Elemente bedeuten das Atomgewicht. Elemente, in deren Spektren nur Wiederholungen von Linien mit konstanten Differenzen der Schwingungszahlen bekannt sind, sind durch ein Sternchen bezeichnet. Von der Bedeutung der übrigen Buchstaben soll später noch die Rede sein.

§ 53. Wir wenden uns nunmehr der zweiten Gruppe der in § 36 genannten Regeln zu. Bevor man Formeln für die Zusammenfassung der Glieder einer Serie aufstellte, hatte man bereits erkannt, daß sich in vielen Spektren Gruppen von mehreren Linien wiederholen. Abgesehen von gewissen Ausnahmen, von denen weiterhin noch die Rede sein wird, zeigte es sich dann, daß jede einzelne Komponente einer derartigen Gruppe ein Glied einer Serie ist, so daß man auch sagen kann, daß in fast allen Spektren die Serien nicht einzeln, sondern zu mehreren kombiniert auftreten. In der Regel sind zwei oder drei Linienserien so miteinander verknüpft, daß die Glieder mit gleicher Ordnungszahl sich wiederholende Gruppen bilden. Sind zwei Serien auf diese Weise verbunden, so spricht man von Paarserien oder Dupletserien, im anderen Falle von Tripletserien. Es kommt auch vor, daß sich mehr als drei Serien vereinigen. Allein dann kann man in der Regel die entstehenden Gruppen als kompliziert gebaute Triplets auffassen.

Die Erfahrung hat nun gelehrt, daß man zwei Typen von gekoppelten Serien, etwa Paarserien, unterscheiden muß: nämlich solche, bei denen die Differenz der Schwingungszahlen von

Gliedern gleicher Ordnungszahl konstant ist, und solche, bei denen diese Differenz mit wachsender Ordnungszahl immer kleiner wird, um schließlich zu verschwinden. In der Regel treten mehrere Triplet- oder Dupletserien oder auch Serien einfacher Linien gleichzeitig in einem Spektrum auf und bilden so neue Seriengruppen.

Wenn die Differenzen der Schwingungszahlen innerhalb einer sich wiederholenden Gruppe von Linien konstant sind, so bedeutet das, daß die Serien, aus denen sich eine derartige Serie von Paaren oder Triplets zusammensetzt, durch die gleiche Serienformel dargestellt werden. Nur das konstante Glied ist in beiden Formeln verschieden, da die Grenzen der Serien ja um den gleichen Betrag voneinander getrennt liegen wie die Komponenten der Paare: Die Systeme der Schwingungszahlen beider Serien sind kongruent, nur um den Betrag $\Delta\nu$ gegeneinander verschoben.

Im zweiten Fall trifft dies nicht zu. Hier besitzen die Teilserien wegen der Abnahme der Differenz der Schwingungszahlen die gleichen konstanten Terme in ihren Formeln; die Grenzen sind identisch.

§ 54. Beide Fälle sind streng geschieden. Die genannten Regeln gelten mit großer Genauigkeit, wie man aus den folgenden Beispielen sieht. In dem ersten sind die $\Delta\nu$ für zwei Paarserien aus dem Spektrum des Thalliums angeführt; die Abstände der Paare sind hier sehr groß. An der ersten Stelle steht die Differenz für die erste Nebenserie, an der zweiten die Differenz für die zweite, unter λ stehen die Wellenlängen.

Im Spektrum des Thalliums ist die Differenz $\Delta\nu$ besonders groß. Bei der zweiten Nebenserie nimmt sie langsam ab, doch bleibt die Abnahme innerhalb der Grenzen der Beobachtungsfehler. Das gleiche gilt für die erste Nebenserie. In dieser besteht die die ersten Komponenten der Paare bildende Serie aus je zwei Linien, deren Abstand, in Schwingungszahlen gemessen, schnell abnimmt, so daß bei den Paaren höherer Ordnungszahl die ersten Glieder einfach gemessen sind. In der Tabelle ist die Differenz immer zwischen der Komponente mit größerer Wellenlänge und der zweiten, einfachen Linie genommen. Auch hier gilt die Regel, daß die Differenzen langsam abnehmen, allein daß die Abnahme innerhalb der Fehlergrenze bleibt.

II. Nebenserie		I. Nebenserie	
λ	$\Delta\nu$*)	λ	$\Delta\nu$
5350,65 3775,87	7792,45		
3229,88 2580,23	7792,79	(3529,58) 3519,39 2767,97	7793,13
2826,27 2316,01	7792,66	(2921,63) 2918,43 2379,66	7792,53
2665,67 2207,13	7790,77	(2710,77) 2709,38 2237,91	7791,70
2585,68 2152,08	7789,00	(2609,86) 2609,08 2168,68	7791,75
2538,27 2119,2	7787,72	(2553,07) 2552,62 2129,39	7790,30
2508,03 2098,5	7778,00	2517,50 2105,1	7787,7
2487,57 2083,2	7800,02	2494,00 2088,8	7775,1
2472,65 2072,4	7797,84	2477,58 2077,3	7774,3

In ähnlicher Weise verhalten sich alle Paarserien mit konstanter Schwingungsdifferenz. Die Differenzen $\Delta\nu$ erweisen sich innerhalb der Beobachtungsfehler konstant, wenn auch in manchen Fällen ein Gang in den Werten von $\Delta\nu$ vorhanden ist, der die Möglichkeit einer systematischen Abweichung von der Regel $\Delta\nu = const$ andeutet.

Endlich sei darauf hingewiesen, daß der mittlere Wert von $\Delta\nu$ in beiden angeführten Serien sehr genau der gleiche ist. Auf diesen Punkt wird weiterhin noch einzugehen sein.

Als zweites Beispiel seien zwei Tripletserien aus dem Spektrum des Quecksilbers angeführt. Die erste besteht aus einfachen

*) Reduziert auf Vakuum.

Linien, bei der zweiten besteht das erste Glied aus drei Komponenten, das zweite aus zwei. In dieser Serie sind die Differenzen jedesmal zwischen der ersten Linie einer Gruppe und der ersten der nächstfolgenden genommen, z. B. zwischen λ 3663 und λ 3131 bzw. λ 3131 und λ 2967. Dies Verfahren wird, wie man sieht, durch den Umstand gerechtfertigt, daß die so erhaltenen $\Delta\nu$ den $\Delta\nu$ der zweiten Triplet-Nebenserie gleich sind.

Quecksilber*).

II. Triplet-Nebenserie		I. Triplet-Nebenserie	
λ		λ	
5460,97	$\Delta\nu_1 = 4630{,}31$	(3663,05) (3655,00) 3650,31	$\Delta\nu_1 = 4630{,}92$
4358,66	$\Delta\nu_2 = 1767{,}17$	(3131,66) 3125,78	$\Delta\nu_2 = 1767{,}36$
4046,78		2967,37	
3341,70	$\Delta\nu_1 = 4631{,}93$	(3025,79) (3023,64) 3021,68	$\Delta\nu_1 = 4630{,}34$
2893,67	$\Delta\nu_2 = 1766{,}38$	(2653,86) 2652,22	$\Delta\nu_2 = 1767{,}76$
2752,91		2584,89	
2925,51	$\Delta\nu_1 = 4631{,}53$	? (3804,4) 3803,7	$\Delta\nu_1 = 4615{,}5$
2576,31	$\Delta\nu_2 = 1766{,}18$	(2482,9) 2482,1	$\Delta\nu_2 = 1768{,}9$
2464,15		2378,4	

Aus diesem Beispiel sieht man wiederum, daß die Differenzen in den Triplets der beiden angeführten Serien, genommen zwischen der ersten und zweiten bzw. zweiten und dritten Serie, sehr nahe konstant sind, und ferner, daß sie in den beiden Serien unter sich

*) Die Schwingungszahlen beziehen sich auf das Vakuum.

nahezu gleich sind. Die Abweichungen von der Konstanz sind prozentual sehr gering und fallen in die Grenzen der Beobachtungsfehler, wenn man einen Durchschnittswert von $\Delta\nu$ einsetzt. Es sei noch hervorgehoben, daß in dem angeführten Beispiel $\Delta\nu_1$ stets größer ist als $\Delta\nu_2$, und zwar rund doppelt so groß. Diese Regel bestätigt sich bei allen beobachteten Tripletserien. Der größere Abstand liegt vom dritten Seriengliede ab stets nach der Seite der längeren Wellen. Außerdem ist die Intensität der ersten Linie bzw. die Gesamtintensität der drei ersten Linien in jedem Einzeltriplet stets die größte, dann folgt die zweite Linie, dann die dritte. Für Paarserien gilt diese Regel nicht.

Auch bei Heranziehung des ganzen vorliegenden Beobachtungsmaterials kommt man zu den gleichen Folgerungen wie in dem obigen Beispiel, nämlich, daß bei zahlreichen Paar- oder Tripletserien die Regel $\Delta\nu = const$ bzw. $\Delta\nu_1 = const$, $\Delta\nu_2 = const$ mit großer Annäherung gilt.

Rechnerisch findet diese Tatsache, falls man irgend eine der bisher aufgestellten Serienformeln benutzt, durch die Aussage ihren Ausdruck, daß die Teilserien eines Triplet- oder Paarsystems durch Gleichungen dargestellt werden, in denen nur die ersten konstanten Glieder, also die Grenzen, verschieden sind.

§ 55. Während in den genannten Beispielen zwei oder drei Serien in der Weise miteinander verbunden sind, daß die Differenzen der Schwingungszahlen korrespondierender Glieder konstant sind, ist, wie bereits erwähnt, bei anderen Serien die Verknüpfung so, daß die Schwingungszahldifferenzen schnell abnehmen, sich der Null nähern, so daß in vielen Fällen sich die Komponenten der Paare oder Triplets höherer Ordnungszahl nicht mehr trennen lassen. In der rechnerischen Darstellung der Serien bedeutet dies, wenn man wieder eine Serienformel des bekannten Typus zugrunde legt, daß hier $\Delta\nu = 0$, also die konstanten Glieder der Serienformeln, oder, wie man auch sagen kann, die Grenzen der Serien identisch sind. Wie genau die letztere Aussage zutrifft, läßt sich nicht direkt beurteilen, da im Höchstfall einige 40 Glieder einer Serie beobachtet worden sind, die Grenzen sich also nicht direkt messen lassen. Man muß vielmehr die Berechnung der Grenzen in der Weise ausführen, daß man die gemessenen Glieder durch eine Formel darstellt und aus dieser den Betrag des konstanten

Terms als Grenzwert entnimmt. Dabei zeigen sich nun kleine Schwankungen in den Konstanten, die zum Teil von der Art der Berechnung der Serienformeln, zum Teil von deren Gestalt abhängen. Im Hinblick auf die Beobachtungen über das Zusammenrücken der Glieder in den Serien der beschriebenen Art läßt sich jedoch mit großer Sicherheit aussagen, daß die Teilserien eines derartigen Systems von Paaren oder Triplets derselben Grenze zustreben. In den Paarserien kann dabei jede der beiden Komponenten die stärkere sein. In den Tripletserien fällt dagegen innerhalb eines jeden Triplets die Intensität in der Regel ab in der Richtung von langen zu kürzeren Wellen.

Die Abnahme des Abstandes der Linien in aufeinanderfolgenden Gliedern von Paarserien oder Tripletserien ist sehr rasch. In einigen Fällen erfolgt sie ungefähr umgekehrt proportional der vierten Potenz der Ordnungszahlen.

Das Verhalten derartiger Seriengruppen sei wieder durch drei Beispiele charakterisiert, von denen das erste sich auf eine Paarserie mit verhältnismäßig großem $\Delta\nu$, das zweite auf eine Tripletserie bezieht.

Cäsium (Hauptserie).

λ	$\Delta\nu$	
8943,6 8521,2	$\Delta\nu = 554{,}1$	$(m = 2)$
4593,34 4555,4	$\Delta\nu = 181{,}1$	$(m = 3)$
3588,83 3876,73	$\Delta\nu = 80{,}2$	$(m = 4)$
3617,08 3611,84 3477,25*)	$\Delta\nu = 42{,}8$	$(m = 5)$

In der Ritzschen Formel haben die Paare die in Klammern beigefügte Ordnungszahl. Man sieht, daß die Regel für die Abnahme von $\Delta\nu$ mit der Ordnungszahl ungefähr stimmt, wenn man statt m die Ordnungszahl $m + 1$, also die Zuordnung der Kayser-Rungeschen Formeln, wählt. Die Quotienten aufeinander

*) Nicht mehr doppelt gemessen.

folgender $\Delta\nu$ haben dann die abgekürzten Werte 3,0; 2,8; 1,9, während die Quotienten $(m+2)^4:(m+1)^4$ die Werte 3,2; 2,4; 2,0 haben. Die Regel paßt also in erster Annäherung.

Als zweites Beispiel sei angeführt:

Quecksilber [Hauptserie]*) [1]).

	λ	$\Delta\nu$	
III.	7092,46	$\Delta\nu_2 = 20{,}28$	$m = 4$
II.	7082,27	$\Delta\nu_1 = 356{,}57$	
I.	6907,78		
III.	5872,34	$\Delta\nu_2 = 36{,}20$	$m = 5$
II.	5859,54 **)	$\Delta\nu_1 = 163{,}91$	
I.	5803,77		
III.	5389,21	$\Delta\nu_2 = 14{,}85$	$m = 6$
II.	5384,90 **)	$\Delta\nu_1 = 106{,}35$	
I.	5354,94		
III.	5140,27	$\Delta\nu_2 = 7{,}6$	$m = 7$
II.	5138,26	$\Delta\nu_1 = 66{,}3$	
I.	5120,83		

In der Tabelle bezeichnen die römischen Zahlen III., II., I. die Reihenfolge der Intensitäten. Die Linie I. ist jedesmal die stärkste. Man sieht, daß man es hier mit einer Serie von der umgekehrten Anordnung der meisten Tripletserien zu tun hat. Demgemäß ist auch die Differenz $\Delta\nu$ zwischen den Gliedern III. und II. immer kleiner als zwischen I. und II. Die Differenzen nehmen mit der Ordnungszahl m schnell ab. Die in der Tabelle gegebene Zahl bezieht sich auf die Formel (9) von Ritz. Setzt man in dieser $m = 2$, so erhält man das Triplet:

	λ	$\Delta\nu$
I.	5460,94	
II.	4358,50	$\Delta\nu_1 = 4630{,}49$
III.	4046,65	$\Delta\nu_2 = 1767{,}66$

in dem aber nun die Reihenfolge der Linien die umgekehrte ist.

*) G. Wiedmann, Ann. d. Phys. (4) 38, 1051 (1912).
**) Diese Linien besitzen noch je einen Trabanten.

Ein analoges kompliziertes Verhalten zeigen gewisse Tripletserien in den Spektren von Cadmium und Zink, wie überhaupt alle bisher bekannten Tripletserien mit abnehmenden Abständen der Tripletglieder. Über das Verhalten dieser Serien wird später noch zu berichten sein. Man kann zweifeln, ob im einzelnen die Zuordnung der Linien so, wie sie im obigen Beispiel gegeben wird, richtig ist. Zumal der Gang des $\Delta\nu$ zeigt gewisse Unregelmäßigkeiten. Aus diesem Grunde sei als drittes Beispiel noch eine Tripletserie aus dem Zinkspektrum angeführt, bei der ebenfalls die drei Teilserien dieselbe Grenze haben.

Zink (Triplet-Hauptserie).

	λ	$\Delta\nu$	
I.	4870,71	$\Delta\nu_1 = 389{,}4$	$m = 2$
II.	4722,34	$\Delta\nu_2 = 189{,}8$	
III.	4680,38		
III.	13197,79	$\Delta\nu_2 = 26{,}7$	$m = 3$
II.	13151,50	$\Delta\nu_1 = 56{,}2$	
I.	13054,89		
III.	6943,47	$\Delta\nu_2 = 8{,}84$	$m = 4$
II.	6939,73	$\Delta\nu_1 = 21{,}1$	
I.	6928,58		
III.	5777,24	$\Delta\nu_2 = 4{,}8$	$m = 5$
II.	5775,65	$\Delta\nu_1 = 10{,}3$	
I.	5712,29		
III.	5311,04	$\Delta\nu_2 = 2{,}6$	$m = 6$
II.	5310,31	$\Delta\nu_1 = 5{,}7$	
I.	5308,71		
III.	5070,16	$\Delta\nu_2 = 1{,}9$	$m = 7$
II.	5069,67	$\Delta\nu_1 = 3{,}7$	
I.	5068,71		

Die Reihenfolge der Intensität ist wieder durch die Ziffern I., II., III. angedeutet, wobei I. die größte Intensität bedeutet. Das Verhalten der $\Delta\nu$ entspricht insofern dem Verhalten der früher besprochenen Serien, als $\Delta\nu_1$ nahezu doppelt so groß ist wie $\Delta\nu_2$. Die Richtung der Triplets ist die entgegengesetzte wie bei den Triplets mit konstanter Schwingungszahldifferenz. Das Verhältnis zusammengehöriger $\Delta\nu$ ist für

$m = 2$	2,05
$m = 3$	2,11
$m = 4$	2,40
$m = 5$	2,15
$m = 6$	2,19
$m = 7$	1,99

also nicht streng konstant. Die Quotienten aufeinander folgender $\Delta\nu_1$ sind in roher Abkürzung in der zweiten Zeile, die Quotienten $(m+1)^4/m^4$ in der dritten Zeile hierunter angeführt. In der ersten Zeile stehen die Werte $m+1$ und m.

$m = 2; 3$	$m = 3; 4$	$m = 4; 5$	$m = 5; 6$	$m = 6; 6$
6,1	2,7	2,0	1,8	1,6
5,1	3,1	2,4	2,0	1,8

Man sieht, daß also auch hier in erster roher Annäherung die Abstände in aufeinander folgenden Triplets umgekehrt proportional der vierten Potenz der Ordnungszahlen abnehmen.

§ 56. Serien und Seriengruppen der geschilderten Art finden sich nun bei den meisten der in der Tabelle S. 92 bezeichneten Elemente. Es hat sich als zweckmäßig herausgestellt, nach dem Vorgang von Kayser und Runge zu unterscheiden zwischen Haupt- und Nebenserien, wobei letztere wieder in zwei Arten, erste und zweite Nebenserien, zerfallen. Rydberg nennt die letzteren diffuse (zweite) und scharfe Nebenserien, während Schuster die Bezeichnungen Stammserie (trunk series), Hauptzweigserie (main-branch series) und Nebenzweigserie (side-branch series) benutzt. In neuerer Zeit hat man weitere Serien kennen gelernt, von denen ein bestimmter Typus vielfach als Bergmannserien bezeichnet wird, während andere Serien als Kombinationsserien bezeichnet werden, weil sie sich mittels einer von Ritz gegebenen Regel als Kombinationen bekannter Serien berechnen lassen. Eine vergleichende Übersicht der verschiedenen Bezeichnungen bekannter Serien wird weiter unten folgen. Zunächst wird hier die Bezeichnung der Serien nach Kayser und Runge benutzt, da sie für den jetzigen Zweck ausreicht und die am meisten eingebürgerte, auch wohl zutreffendste ist.

Alle Serien können aus einfachen Linien bestehen, oder aus Paaren oder aus Triplets (also zwei bzw. drei Einzelserien) sich zusammensetzen. Der Name Hauptserie ist ursprünglich an solchen Spektren geprägt worden, bei denen die stärksten, leicht umkehrbaren Linien (lange Linien im Sinne Lockyers) eine Serie bilden, die dann eben als Hauptserie bezeichnet wird. Die *D*-Linien des Natriums, die violetten Paare des Rb und Cs sind charakteristische Beispiele für derartige Hauptlinien. Dann hat sich gezeigt, daß die Hauptserien auch in anderer Beziehung eine besondere Rolle im Spektrum spielen, insofern sich um sie die anderen Serien in einer charakteristischen Weise gruppieren. Endlich fand man als Charakteristikum der Hauptserien die bereits im § 55 besprochene Eigenschaft, daß die Paare bzw. Triplets mit steigender Ordnungszahl immer enger werden, die Teilserien also einer bestimmten Grenze zurücken. Letztere Eigenschaft wird vielfach auch als Hauptmerkmal der Hauptserien angesehen, um so mehr, als sich zeigte, daß keineswegs bei allen Elementen die Hauptserien auch die stärksten Linien enthalten.

Endlich besitzen die Hauptserien, soweit sie zusammengesetzt sind, die gemeinsame Eigenschaft, daß die stärkste Linie in jedem Paar bzw. jedem Dublet nach der Seite der kürzeren Wellen hin liegt, und zwar entweder in der ganzen Serie oder doch von einem gewissen Glied ab.

Im Gegensatz zu den Hauptserien enthalten die Nebenserien bei vielen Elementen, z. B. den Alkalien, solche Linien, die nur bei großer Dampfdichte bzw. intensiver Leuchterregung sichtbar werden, schlecht umkehrbar sind und nicht als lange Linien im Sinne Lockyers bezeichnet werden können. So finden sich z. B. die der Hauptserie des Natriums angehörenden *D*-Linien schon bei Anwesenheit äußerst geringer Spuren von Na in jeder Lichtquelle; es bedarf jedoch schon größerer Mengen von Na, um auch die im Gelbgrün gelegenen Paare sichtbar zu machen. So rechtfertigt sich zunächst die Bezeichnung Nebenserie. Bei den Alkalien sind alle Nebenserien unscharf (diffus), eine jedoch besonders unscharf, und zwar einseitig nach Rot. So entstand die von Rydberg benutzte Unterscheidung zwischen scharfen und diffusen Nebenserien, die jedoch bei anderen Elementen eine unzutreffende Vorstellung von dem Aussehen der Linien der betreffenden Serien erweckt.

Die Linien der ersten (diffusen) Nebenserien sind vielfach wiederum aus mehreren Linien zusammengesetzt. Man vergleiche das Beispiel in § 54. In allen Fällen ist der in Schwingungszahlen gemessene Abstand der Paare mit Triplets von Nebenserien konstant. Außerdem liegt in jedem Paare bzw. Triplet die stärkste Linie nach der Seite der längeren Wellen.

Von den übrigen Serien und Kombinationen soll später noch die Rede sein.

§ 57. In der Regel findet man Tripletserien, Paarserien oder Serien einfacher Linien in den Spektren der Elemente nicht einzeln, sondern zu einer Ordnung höherer Art, einem Seriensystem, verbunden, das in der Regel eine Hauptserie und zwei Nebenserien, davon eine erste und eine zweite Nebenserie, umfaßt. Bei manchen Elementen sind mehrere solche Systeme bekannt. Die Zusammengehörigkeit derartiger Systeme ergibt sich zunächst aus ihrem physikalischen Verhalten, insbesondere der analogen Zerlegung im Magnetfeld für Elemente chemisch verwandter Gruppen, vor allem aber aus den zahlenmäßigen Beziehungen zwischen den die einzelnen Serien bzw. Seriengruppen darstellenden Formeln. Die wichtigsten dieser empirisch gefundenen Regeln sind die folgenden:

1. In zwei zusammengehörigen Nebenserien sind die Differenzen der Schwingungszahlen innerhalb der Paare bzw. Triplets gleich.

2. Die entsprechenden Teilserien der Nebenserien haben die gleichen Grenzen.

3. Die Differenz der Schwingungszahlen in den Gliedern der Nebenserien ist gleich den Differenzen $\Delta\nu$ im ersten Paare der zugehörigen Hauptserie.

4. Die Teilserien einer Hauptserie haben die gleiche Grenze.

5. Die Differenz der Schwingungszahlen der Enden der Hauptserie und der beiden zugehörigen Nebenserien ist gleich der Schwingungszahl des ersten Gliedes der Hauptserie und die erste Linie der zweiten Nebenserie fällt zusammen mit der ersten Linie der Hauptserie (Regel von Rydberg-Schuster).

Zu 1. sind bereits auf S. 96 und S. 97 Beispiele angeführt worden, aus denen die Richtigkeit der Regel hervorgeht. Eine Prüfung des gesamten bisher vorliegenden Materials bestätigt diesen Schluß. Voraussetzung ist dabei, daß bei zusammengesetzten

Paaren die Differenz zwischen dem Satelliten der stärkeren und der zweiten Linie, in zusammengesetzten Triplets zwischen den Satelliten genommen wird, die von der dritten Linie den größten Abstand haben.

§ 58. Die in 2. enthaltene Regel kann nicht direkt geprüft werden, da auch bei solchen Elementen, bei denen Glieder hoher Ordnungszahl gemessen sind, die Grenze selbst nicht exakt gemessen werden kann. Man ist also zur Bestimmung der Grenzen darauf angewiesen, aus irgend einer der vorhandenen Formeln den Wert des konstanten Gliedes zu entnehmen. So wird durch die Art der Berechnung der Formeln und die Extrapolation eine gewisse Unsicherheit in der Prüfung der Regel 2. gebracht. Immerhin bleiben die Abweichungen innerhalb der Beobachtungsfehler, wie die folgenden Beispiele zeigen, die ich den Berechnungen von Hicks*) entnehme.

	Hauptserie	I. Nebenserie	II. Nebenserie
Na	41446,7 ± 1,7	24471,7 ± 3,5	24472,1 ± 3,8
K	35006,2 ± 1,6	21971,6 ± 5	21963,4 ± 3,2
Rb	33687,5 ± 2,0	20874,8 ± 5	20869,7 ± 4
Cs	31400,7	19674,3	19671,5

Die Zahlen sind nicht auf das Vakuum reduziert und geben die Konstante A der Formel von Mogendorff-Hicks für die Hauptserie und die beiden Nebenserien. Zugleich sind die von Hicks abgeschätzten Fehler hinzugefügt. Man sieht, daß die Grenzen der Nebenserien innerhalb der Beobachtungsfehler zusammenfallen. Noch besser wird die Übereinstimmung bei anderer Berechnung. So findet z. B. van Lohuizen nach seiner Formel für die erste Komponente der ersten Nebenserie des Natriums

$$A_1 = 24482{,}61,$$

dagegen

$$A_2 = 24482{,}17$$

für die zweite Nebenserie, also sehr gute Übereinstimmung. Diese Beispiele ließen sich vermehren. Manche Autoren sehen ganz von

*) W. M. Hicks, Phil. Trans. A. **210**, 74 (1910).

einer weiteren Prüfung der Regel ab und legen sie ihren Konstantenberechnungen als streng gültig zugrunde.

Die Regel 3. sagt aus, daß $\Delta\nu$ in den beiden Nebenserien den gleichen Wert habe, wie im ersten Glied der Hauptserie, hat also zunächst die Konstanz der Wellenlängendifferenz in den Nebenserien zur Voraussetzung. Weiter liegt auf der Hand, daß die Richtigkeit der Regel zugleich bestimmt, welches das erste Glied der Hauptserie ist. Zur Prüfung der Regel eignen sich die Spektra der Alkalien wenig, weil in ihnen zwar die ersten Paare der Hauptserie exakt gemessen werden können, weniger jedoch diejenigen der Nebenserien. Doch stimmt die Regel innerhalb der Fehlergrenzen. Für Natrium ist z. B. $\Delta\nu = 17{,}21$ (D-Linien), $\Delta\nu = 17{,}19$ (Mittel der Nebenserien). Bei anderen Elementen, wie He, O, S ist $\Delta\nu$ sehr klein. Wieder bei anderen Elementen, wie Tl, Al, Zn, Cd, Mg, Hg, können die Abweichungen Bedenken erregen, die hier zwischen der Rechnung für die Hauptserie und der Messung bestehen und die damit zusammen zu hängen scheinen, daß das erste Glied der Hauptserie jedesmal außer der Reihe nach dem violetten Ende des Spektrums gerückt ist. Immerhin kann man bei diesen Elementen wegen der Größe der betreffenden $\Delta\nu$ vielleicht am besten die Probe machen. In der folgenden Übersicht findet man die Werte der $\Delta\nu$ für die betreffenden Hauptserien zusammen mit dem Mittelwert der gemessenen $\Delta\nu$ der Nebenserien.

	Hauptserie $\Delta\nu_1$	Hauptserie $\Delta\nu_2$	Nebenserien $\Delta\nu_1$	Nebenserien $\Delta\nu_2$	Anmerkung
Al . . .	112,07	—	111,96	—	Paare
Tl . . .	7792,45	—	7792,51*)	—	„
Mg . . .	40,92	19,89	41,21	19,96**)	Triplets
Zn . . .	389,4	189,8	389,06	189,67	„
Cd . . .	1171,05	541,84	1171,68	541,78	„
Hg . . .	4630,31	1767,19	4631,78	1768,52	„

Aus den angeführten Beispielen geht hervor, daß die Regel 3. mit großer Annäherung richtig sein muß. Eine weitere Bestätigung liegt darin, daß man guten Anschluß an die Erfahrung

*) Berechnet von Hicks, Phil. Trans. A. **210**, 63 (1910).

**) Diese Werte sind für die zweite Nebenserie allein genommen.

erhält, wenn man sich bei der Berechnung der Seriensysteme eines Spektrums auf diese Regel stützt. Dieser Weg wird von manchen Autoren eingeschlagen.

Die Regel 4. sagt aus, daß die Teilserien einer Hauptserie die gleiche Grenze haben. Auch dieser Satz kann nur angenähert geprüft werden, da man ja die gemeinsame Grenze der Hauptserie nicht direkt messen kann. Andererseits liefert das schnelle und gesetzmäßige Abnehmen der Abstände in den Gliedern der Hauptserien einen guten indirekten Beweis. Weiter wird die Regel durch das Verhalten von Hauptserien mit sehr vielen bekannten Gliedern, wie z. B. den Hauptserien der Alkalien, und durch das Verhalten von Paar- oder Tripletserien mit besonders großen $\Delta\nu$ gestützt. So ist z. B. bei Tl im ersten Paare der Hauptserie $\Delta\nu = 7792{,}45$, im achten Paare ist $\Delta\nu = 34{,}8$, also auf den 224sten Teil herabgesunken; weiterhin sind die Paare nicht mehr getrennt gemessen. Bei Zink ist für $m = 2$ $\Delta\nu_1 = 389{,}4$, $\Delta\nu_2 = 189{,}8$, für $m = 7$ $\Delta\nu_1 = 3{,}73$, $\Delta\nu_2 = 1{,}9$. Die Extrapolation erfolgt also mit großer Sicherheit. Man kann daher die Regel 4. ohne Bedenken anwenden.

§ 59. Wenn die vorstehenden Regeln bereits die Zahl der unabhängigen Konstanten eines Seriensystems erheblich einschränken, so geschieht dies in noch höherem Maße durch die Regel 5. Dieselbe läßt sich in verschiedener Weise formulieren.

Schreibt man z. B. die Schwingungszahlen der Hauptserie wie folgt (unter Benutzung etwa der Rydbergschen Formel):

$$\nu_p = A - \frac{N}{(m+p)^2} \qquad (m = 2, 3, 4 \ldots),$$

diejenigen der zweiten Nebenserie:

$$\nu_s = S - \frac{N}{(m+s)^2} \qquad (m = 1, 2 \ldots),$$

so behauptet die Regel, daß

$$\pm (A - S) = \nu_p \qquad (\text{für } m = 2),$$

also, da

$$\nu_p \,(\text{für } m = 2) = A - \frac{N}{(2+p)^2} = A - S,$$

$$S = \frac{N}{(2+p)^2}.$$

Setzt man weiter die Schwingungszahlen der beiden ersten Glieder beider Serien gleich, also:

$$\nu_p \text{ (für } m = 2) = \nu_s \text{ (für } m = 1),$$

so erhält man

$$\mp(A - S) = \frac{N}{(1+s)^2} - \frac{N}{(2+p)^2} \text{ *)}$$

oder, da

$$\pm(A - S) = \nu_p = A - \frac{N}{(2+p)^2},$$

$$A = \frac{N}{(1+s)^2}.$$

In der Form

$$S = \frac{N}{(2+p)^2}; \quad A = \frac{N}{(1+s)^2}$$

hat Rydberg zuerst seine Regel ausgesprochen.

In numerischer Beziehung paßt die Regel sehr schlecht, falls man die Formel von Rydberg für die Serien zugrunde legt, wie schon Kayser**) nachgewiesen hat. Legt man eine der neueren Formeln zugrunde, so bessert sich der Anschluß beträchtlich. Der Grund hierfür ist in dem Umstande zu finden, daß zur Prüfung der Regel die Glieder mit kleinen Ordnungszahlen in den Reihen für ν gebildet werden müssen und daß gerade für diese die älteren Formeln sehr starke Abweichungen gegen die Wahrheit zeigen. Ritz***) sieht die Regel als streng gültig an und führt Abweichungen gegen die Messungen auf Unvollkommenheiten der benutzten Serienformeln zurück.

Hicks†) findet sowohl bei den Alkalien wie bei Helium Schwierigkeiten, die Regel Rydbergs unter Benutzung seiner eigenen Formel (Mogendorff-Hicks) zu befriedigen. Für die Formeln von Ritz schließt er, daß entweder die Formeln unrichtig sein müßten, wenn die Regel stimme, oder umgekehrt die Regel, wenn die Formeln richtig seien.

---

*) Der Umkehrung des Vorzeichens entspricht die umgekehrte Lage des betreffenden Paares.

**) Handbuch der Spektroskopie 2, 557.

***) Dissertation, S. 10.

†) W. M. Hicks, Phil. Trans. A, 210, 64, (1910).

Eine Prüfung der Regel von Rydberg-Schuster ist auf doppelte Weise möglich. Man kann zunächst die Regel als richtig annehmen, sie in die Formeln einführen, wie gleich noch zu besprechen sein wird und dann die allgemeinen Konsequenzen prüfen. Oder man kann die Regel einer direkten numerischen Prüfung unterziehen. In diesem Falle läßt sich nur ein Teil der Regel ohne weiteres prüfen, nämlich die Aussage, daß $A - S$ gleich der Schwingungszahl des ersten Gliedes der Hauptserie ist.

Die erste Prüfung fällt durchweg zugunsten der Regel aus, wenn man von gewissen numerischen Unstimmigkeiten absieht. Denn einmal wird der allgemeine Bau der Serienspektra durch die Formeln gut wiedergegeben, die sich der Regel bedienen. Sodann findet aber auch die Verknüpfung der Hauptserie mit der zweiten Nebenserie auf anderem Gebiete eine bemerkenswerte Bestätigung. Nach dem Vorstehenden kann man nämlich eine Hauptserie mit der zugehörigen zweiten Nebenserie wie folgt schreiben, wenn der Einfachheit halber die Rydbergschen Formeln benutzt und Paarserien angenommen werden:

$$\left.\begin{aligned} \pm\frac{\nu}{N} &= \frac{1}{(1+s)^2} - \frac{1}{(m+p_1)^2} \\ \pm\frac{\nu}{N} &= \frac{1}{(1+s)^2} - \frac{1}{(m+p_2)_2} \end{aligned}\right\} \text{Hauptserie; } \left.\begin{matrix} p_1 \\ p_2 \end{matrix}\right\} < 0{,}5$$

$$\left.\begin{aligned} \pm\frac{\nu}{N} &= \frac{1}{(2+p_1)^2} - \frac{1}{(m+s)^2} \\ \pm\frac{\nu}{N} &= \frac{1}{(2+p_2)^2} - \frac{1}{(m+s)^2} \end{aligned}\right\} \text{zweite Nebenserie; } s < 0{,}5.$$

Ist nun die erste Komponente der Hauptserie diejenige mit größerer Wellenlänge, also kleinerer Schwingungszahl, so ist $p_1 < p_2$. Dann ist in den Formeln für die zweite Nebenserie das konstante Glied größer dort, wo p_1 im Nenner steht, also auch die Schwingungszahl der entsprechenden Komponenten der Paare, woraus folgt, daß diese die kleinere Wellenlänge haben. Somit entspricht die erste Linie (von Rot nach Blau gezählt) eines Paares der Hauptserie der zweiten Linie eines Paares der Nebenserie und umgekehrt. Dazu paßt aber, daß in der Tat die Reihenfolge der Intensitäten in beiden Arten von Paaren die entgegengesetzte ist, und ferner der Umstand, daß die Zerlegungen im Magnetfelde für beide Paare sich ebenso verhalten.

§ 60. Für die zahlenmäßige, direkte Prüfung ist zu beachten, daß die Grenzen der Hauptserie und der beiden Nebenserien, wie bereits weiter oben ausgeführt, nicht direkt beobachtet, sondern unter Benutzung bestimmter Serienformeln extrapoliert sind, sodaß die Unsicherheit über die Form der Serien mit in die Prüfung eingeht.

Im folgenden findet man zunächst die Resultate der Berechnung von Lohuizen für Li und Na:

Lithium.

Grenze der Hauptserie	43493,69	
„ „ Nebenserien	28586,69	
Differenz . .	14907,00	
Gefunden . .	**14907,13**	(Hauptserie).

Natrium.

Grenze der Hauptserie	41460,80	
„ „ Nebenserien	24499,58	(zweite Komponente, Mittel)
Differenz . .	16961,22	
Gefunden . .	**16955,56**	(erste Komponente).

Kalium*).

Grenze der Hauptserie	35006,2	
„ „ Nebenserien	21963,3	(zweite Komponente)
Differenz . .	13042,9	
Gefunden . .	**13043,9**	(erste Komponente).

Rubidium*).

Grenze der Hauptserie	33687,5	
„ „ Nebenserien	20869,7	(zweite Komponente)
Differenz . .	12817,8	
Gefunden . .	**12816,7**	(erste Komponente).

Cäsium*).

Grenze der Hauptserie	31400,2	
„ „ Nebenserien	19671,5	(zweite Komponente)
Differenz . .	11728,7	
Gefunden . .	**11732,5**	(erste Komponente).

*) Grenzen nach Hicks (l. c.)

Wie man sieht, stimmt die Regel bei den Alkalien durchweg innerhalb der Fehlergrenzen der Konstanten. Wie wir oben gesehen haben, ist dieser Teil der Regel gleichbedeutend mit der Aussage, daß in der zweiten Nebenserie

$$S = \frac{N}{(2+p)^2}.$$

Der zweite Teil der Regel, also die Aussage, daß die ersten Glieder der Hauptserie und der zweiten Nebenserie zusammenfallen, oder, was auf dasselbe hinausläuft, daß (in der alten Bezeichnung)

$$A = \frac{N}{(1+s)^2},$$

läßt sich nicht unmittelbar prüfen. Man kann die Prüfung jedoch so vornehmen, daß man die Serienformeln direkt berechnet und A mit dem Gliede $\frac{N}{(1+s)^2}$ vergleicht. Man erhält dann bei den Alkalien *):

	A	$N/(1+s+\cdots)^2$	Differenz
Lithium	43 493,7	43 488,4	+ 5,3**)
Natrium	41 446,8	41 304,1	+ 142,7***)
Kalium	35 006,2	34 647,1	+ 358,1***)
Rubidium	33 687,5	33 291,6	+ 395,9***)
Cäsium	31 400,2	30 846,0	+ 554,2***)

Hierbei stehen unter A die Konstanten der Formel für die Hauptserie, die ohne Zuhilfenahme weiterer Beziehungen direkt aus den gemessenen Schwingungszahlen von Lohuizen bzw. Hicks berechnet sind. Unter $N/(1+s+\cdots)^2$ setze ich die entsprechenden Werte aus den Formeln von Hicks und Lohuizen, wobei beim letzteren die Ordnungszahl gleich 0 zu setzen ist (man

*) Hicks (l. c.) und van Lohuizen führen den Vergleich in der Weise durch, daß sie immer nur die Wurzel des Nenners in dem Ausdruck $N/(1+s+\cdots)^2$ mit $\sqrt{N/A}$ vergleichen. Ich ziehe jedoch den obigen Vergleich vor, der ein zutreffenderes Bild der erreichten Genauigkeit liefert.

**) Nach van Lohuizen (l. c.) berechnet.

***) Nach Hicks (l. c.) berechnet.

vgl. weiter unten). Wie man aus den Differenzen in der letzten Spalte sieht, sind die Abweichungen zwischen Rechnung und Messung bei dem zweiten Teil der Rydbergschen Regel sehr beträchtlich und fallen ganz aus den Grenzen der Beobachtungsfehler heraus. Sie steigen zugleich mit dem Atomgewicht in der Gruppe der Alkalien. Dies gilt zunächst für die Formeln von van Lohuizen und Mogendorff-Hicks. Doch läßt sich zeigen, daß das gleiche bei allen bisher aufgestellten Formeln der Fall ist*).

Auch bei Helium liegen nach den Berechnungen von Hicks die Verhältnisse ganz ähnlich. Wie noch zu erwähnen sein wird, besitzt Helium zwei aus je einer Hauptserie und zwei Nebenserien bestehende Systeme. Bezeichnet man diese durch die Indizes I und II, so sollte nach Rydberg sein:

$$1.\quad A_I = \nu_{pI}(m=\infty) = \nu_{sI} - S_I \quad (m=1)$$

$$2.\quad S_I = \nu_{sI}(m=\infty) = \nu_{pI} - A_I \quad (m=2)$$

und entsprechend für das zweite System. Bildet man die betreffenden Werte, so findet man:

$S_I = 27174{,}6$	$S_{II} = 29222{,}7$
$\nu_{pI} - A_I = 27175{,}7$	$\nu_{pII} - A_{II} = 29221{,}9$
$\Delta = -1{,}1$	$\Delta = +0{,}8$
$A_I = 32033{,}1$	$A_{II} = 38453{,}4$
$\nu_{sI} - S_I = 31943{,}7$	$\nu_{sII} - S_{II} = 38339{,}5$
$\Delta = +89{,}4$	$+113{,}9$

Es zeigt sich also wieder, daß der erste Teil der Rydbergschen Regel sehr genau gilt, der zweite nur angenähert.

§ 61. Das Verhalten einer Reihe anderer Elemente geht aus der folgenden Tabelle hervor. In derselben steht unter S die Grenze der betreffenden Nebenserien, direkt berechnet (zweites Glied), unter S' dasselbe berechnet aus der Hauptserie. Unter A steht die Grenze der Hauptserien direkt berechnet, unter A' berechnet aus den Nebenserien. Es sind nur solche Serien ausgewählt, die mit einiger Genauigkeit gemessen werden konnten, unter Δ stehen die Differenzen Beobachtung — Rechnung.

*) Man vgl. auch W. M. Hicks, Phil. Trans. A, **210**, 75—76 (1910).

	S	S'	Δ	A	A'		
Mg . .	39 752,8	38 045	+ 1707	20 466,7	20 467,4	+ 1,3	*) **)
Ca . .	33 983,5	†)		17 759,9	17 760,6	+ 0,7	*) **)
Zn . .	42 876,4	40 026	+ 2850	22 090,2	22 096,3	+ 6,1	*) **)
Cd . .	40 710,6	38 049	+ 1661	21 049,9	21 054,4	+ 5,5	*) **)
Hg . .	40 139,6	39 891	+ 248	21 829,9	21 832,8	+ 2,9	*) **) ***) ††††)
Al . .	48 161,5	44 827	+ 3334	22 919,5	22 926,7	+ 2,7	*)
Tl . .	41 470,2	41 459,2	+ 11,0	22 775,4	22 786,0	+ 10,6	*) ††)
O. . .	21 206	21 206,4	− 0,4	33 042,2	§)		††)

Wie die Zahlen der vorstehenden Tabelle beweisen, verhalten sich die hier angeführten Elemente gerade entgegengesetzt, wie die bisher genannten. Während nämlich bei diesen der erste Teil der Rydbergschen Regel, nämlich $S = S'$ verhältnismäßig gut stimmt, dagegen große Abweichungen gegen die Vorschrift $A = A'$ auftreten, paßt bei den an zweiter Stelle genannten Elementen die Regel $A = A'$ recht gut, während $S - S'$ kolossale Werte annimmt. Bei Tl und O, wo die Differenz kleiner ist, liegt das an der Art der Berechnung, da die betreffende Serienformel von vornherein mit Rücksicht auf die Rydbergsche Regel bestimmt wurde.

Man muß also den Schluß ziehen, daß bei den Elementen der zweiten Gruppe entweder die Rydbergsche Regel oder die Serienformel nicht stimmt, wenn nicht beide fehlerhaft sind. Nun ist, wie in § 51 gezeigt wurde, zweifellos die Serienformel unzureichend. Man wird daher zunächst versuchen können, durch Abänderung der Serienformeln, z. B. durch Hinzunahme von Gliedern höherer Ordnung im Nenner des zweiten Gliedes oder durch Aufgabe der Konstanz von N zugleich die Serien darzustellen und die Forderungen der Rydbergschen Regel zu er-

*) F. Paschen, Ann. (4) **29**, 636 (1909).

) W. M. Hicks, Phil. Trans. A, **212, 33—73 (1912).

***) G. Wiedmann, Ann. (4) **38**, 1041—1055 (1912).

†) Die Hauptserie von Ca ist zu ungenau bekannt, um S' daraus zu berechnen.

††) Die Grundlinie der Hauptserie ist hier mit zur Berechnung benutzt worden.

†††) F. Paschen, Ann. (4) **35**, 870 (1911).

§) Von der Triplet-Hauptserie sind nur zwei Glieder beobachtet, daher ist die Berechnung von A' nicht möglich.

füllen. Diesen Weg hat Hicks*) eingeschlagen und gezeigt, daß man bei den Elementen der ersten Gruppe in der Tat durch Hinzunahme neuer Glieder im Nenner, allerdings auch Einführung neuer Konstanten, für beide Teile der Rydbergschen Regel den Anschluß zwischen Erfahrung und Rechnung herstellen kann. Ob das gleiche bei den Elementen der zweiten Gruppe der Fall ist, bleibt einstweilen unsicher, und es bleibt auch noch zu entscheiden, ob die Hinzunahme neuer Konstanten im alleinigen Hinblick auf die Rydbergsche Regel notwendig und zweckmäßig ist.

Zusammenfassend kann man sagen, daß bei Benutzung der bisher aufgestellten angenäherten Serienformeln die Rydbergschen Regeln nur angenähert gelten, und zwar die eine der beiden Regeln bei einigen Elementen, die andere bei einer zweiten Gruppe von Elementen.

§ 62. Ich habe im vorstehenden die Rydberg-Schusterschen Regeln so eingehend besprochen, weil sie in vielfacher Hinsicht von besonderer Bedeutung sind. In der Tat wird von manchen Autoren die Bedeutung der Regeln so hoch eingeschätzt, daß man sie als Postulat an die Spitze stellt und die Serienformeln opfert, so weit sie nicht mit der Regel übereinstimmen**).

Es seien daher zunächst die Folgerungen entwickelt, die man aus den Regeln 1 bis 3 des § 57 ziehen kann, wenn man sie als streng gültig annimmt. Dabei soll eine Serienformel des Typus Ritz zugrunde gelegt werden. Nach dem Vorstehenden treten in der Regel drei Seriensysteme kombiniert auf, nämlich eine Hauptserie und zwei Nebenserien. Dieselben können also durch Gleichungen der folgenden Form dargestellt werden, wobei ich der Einfachheit halber ein Dubletsystem annehme.

(I.) Hauptserie.

$$\text{Starke Linie } \nu_1 = H_1 - \frac{N}{(m+p_1+\pi_1\nu)^2} \left\{ \begin{array}{l} \text{(größere Schwin-} \\ \text{gungszahl)} \end{array} \right.$$

$$\text{Schwächere Linie } \nu_2 = H_2 - \frac{N}{(m+p_2+\pi_2\nu)^2} \left\{ \begin{array}{l} \text{(kleinere Schwin-} \\ \text{gungszahl).} \end{array} \right.$$

*) W. M. Hicks, l. c.

**) Siehe z. B. F. Paschen, Jahrb. d. Radioakt. 8, 181 (1910). B. Dunz, Seriengesetze der Linienspektra, Leipzig 1911, Hirzel.

Dazu ein die stärkere Linie begleitender Satellit, der mit der Serie der starken Linien in sich wiederum eine Paarserie vom Typus der Hauptserien bildet:

$$\text{Satellit } \nu_1' = H_1 - \frac{N}{(m + p_1' + \pi_1' \nu)}.$$

(II.) 1. Nebenserie = diffuse Nebenserie.

$$\text{Schwächere Linie } \nu_2 = D_2 - \frac{N}{(m + d_2 + \delta_2 \nu)^2} \text{ (größere } \nu)$$

$$\text{Stärkere Linie } \nu_1 = D_1 - \frac{N}{(m + d_1 + \delta_1 \nu)^2} \text{ (kleinere } \nu),$$

dazu ein

$$\text{Satellit } \nu_1' = D_1 - \frac{N}{(m + d_1' + \delta_1' \nu)^2}.$$

(III.) 2. Nebenserie = scharfe Nebenserie.

$$\text{Schwächere Linie } \nu_2 = S_2 - \frac{N}{(m + s_2 + \sigma_2 \nu)^2} \text{ (größere } \nu)$$

$$\text{Stärkere Linie } \nu_1 = S_1 - \frac{N}{(m + s_1 + \sigma_1 \nu)^2} \text{ (kleinere } \nu).$$

Sieht man zunächst von den Satelliten ab und bedenkt, daß N eine universelle Konstante ist, so kommen in dem Gleichungssystem 18 Konstanten vor. Dieselben reduzieren sich jedoch gemäß den Regeln des § 57, denn zunächst ist $H_1 = H_2$, $D_2 = S_2$, $D_1 = S_1$, $d_1 = d_2$, $\delta_1 = \delta_2$, $s_1 = s_2$, $\sigma_1 = \sigma_2$. Ferner ist $D_2 - D_1 = S_2 - S_1 = c_1 = (HS)\nu_1 - (HS)\nu_2$ (für $m = 2$). Nimmt man endlich die beiden Rydbergschen Regeln hinzu, so lautet das Gleichungssystem, wenn ν den jedesmal einzusetzenden Wert von ν bedeutet:

Hauptserie.

$$\pm\frac{\nu_1}{N} = \frac{1}{(1 + s + \sigma\nu)^2} - \frac{1}{(m + p_1 + \pi_1 \nu)} \quad (\nu_1 > \nu_2)$$

$$+\frac{\nu_2}{N} = \frac{1}{(1 + s + \sigma\nu)^2} - \frac{1}{(m + p_2 + \pi_2 \nu)} \quad (m = 2, 3 \ldots)$$

1. Nebenserie.

$$\mp\frac{\nu_1}{N} = \frac{1}{(2+p_1+\pi_1\nu)^2} - \frac{1}{(m+d+\delta\nu)^2} \quad (\nu_2 > \nu_1)$$

$$\mp\frac{\nu_2}{N} = \frac{1}{(2+p_2+\pi_2\nu)^2} - \frac{1}{(m+d+\delta\nu)^2} \quad (m = 3, 4, 5\ldots)$$

2. Nebenserie.

$$\mp\frac{\nu_1}{N} = \frac{1}{(2+p_1+\pi_1\nu)^2} - \frac{1}{(m+s+\sigma\nu)} \quad (\nu_2 > \nu_1).$$

$$\mp\frac{\nu_2}{N} = \frac{1}{(2+p_2+\pi_2\nu)^2} - \frac{1}{(m+s+\sigma\nu)} \quad (m = 1, 2, 3\ldots).$$

Es bleiben also noch 8 Konstanten verfügbar. Zugleich erhalten alle Glieder der Formeln die gleiche Gestalt; sie sind von der Form

$$\frac{1}{(n+a+b\nu)},$$

wo n eine ganze Zahl bedeutet. So knüpft hier wiederum die bereits früher erwähnte Vermutung Rydbergs an, daß eigentlich die Serienformeln mit zwei ganzen Zahlen zu schreiben seien, nämlich in der Gestalt

$$\frac{1}{f(n+c_1)} - \frac{1}{f(m+c_2)}.$$

Wir werden bald sehen, daß in dieser Bemerkung die Wurzel des Ritzschen Kombinationsprinzips liegt.

§ 63. Wegen des häufigen Vorkommens der in den obigen Formeln enthaltenen Kombinationen werden von verschiedenen Autoren verschiedene Namen und Abkürzungen dafür gebraucht, die ich in folgender Übersicht zusammenstelle.

Ritz: $$\frac{N}{\left(m+\alpha+\frac{\beta N}{m^2}\right)^2} \sim \frac{N}{[m+\alpha+\beta(A-\nu)]^2} = (m, \alpha, \beta)^*)$$

$$\alpha < 0{,}5,$$

*) Als Symbol benutzt.

somit:

Hauptserie.

$$\pm\nu_1 = (1{,}5,\ s,\ \sigma) - (m,\ p_1,\ \pi_1) \quad \nu_1 > \nu_2$$
$$\pm\nu_2 = (1{,}5,\ s,\ \sigma) - (m,\ p_2,\ \pi_2) \quad m = 2,\ 3,\ 4 \text{ usw.}$$

1. Nebenserie.

Satellit $\pm\nu_1' = (2,\ p_1,\ \pi_1) - (m,\ d',\ \delta') \quad \nu_2 > \nu_1 > \nu_1'$

$$\pm\nu_1 = (2,\ p_1,\ \pi_1) - (m,\ d,\ \delta)$$
$$\pm\nu_2 = (2,\ p_2,\ \pi_2) - (m,\ d,\ \delta) \quad m = 3,\ 4,\ 5 \text{ usw.}$$

2. Nebenserie.

$$\pm\nu_1 = (2,\ p_1,\ \pi_1) - (m,\ s,\ \sigma)$$
$$\pm\nu_2 = (2,\ p_2,\ \pi_2) - (m,\ s,\ \sigma) \quad m = 1{,}5,\ 2{,}5,\ 3{,}5 \text{ usw.}$$

Paschen:

$$\frac{N}{[m+\alpha+\beta(A-\nu)]^2} = (A-\nu) = mp_i{}^*) = \frac{N}{[m+p_i+\pi_i(mp_i)]^2}$$

somit:

Hauptserie.

$$\pm\nu = 1{,}5\,s - mp_i \begin{cases} m = 2,\ 3,\ 4\ldots \\ i = 1,\ 2 \text{ (Dublets)},\ 1,\ 2,\ 3 \text{ (Triplets)} \\ p_1 = \text{stärkere Linie} \end{cases}$$

1. Nebenserie.

$$\pm\nu = 2p_i - md^i \begin{cases} m = 3,\ 4 \text{ usw.} \\ d^i = d;\ d' \text{ (Satellit) für Dublets} \\ d^i = d;\ d' \text{ (Satellit)};\ d'' \text{ (Satellit) f. Tripl.} \\ p_i = p_1;\ p_2;\ p_3 \end{cases}$$

2. Nebenserie.

$$\pm\nu = 2p_i - ms \begin{cases} m = 1{,}5,\ 2{,}5 \text{ usw.} \\ i = 1,\ 2 \text{ (Dublets)};\ 1,\ 2,\ 3 \text{ (Triplets).} \end{cases}$$

Danach hat z. B. ein System von Triplets die Gestalt:

*) Als Symbol benutzt.

Hauptserie.	2. Nebenserie.
$\pm\nu_1 = 1{,}5\,s - m\,p_1$	$\pm\nu_1 = 2\,p_1 - m\,s$
$\pm\nu_2 = 1{,}5\,s - m\,p_2$	$\pm\nu_2 = 2\,p_2 - m\,s$
$\pm\nu_3 = 1{,}5\,s - m\,p_3$	$\pm\nu_3 = 2\,p_3 - m\,s$

1. Nebenserie.

$\pm\nu_1 = 2\,p_1 - m\,d^*$; (stärkste L.) $2\,p_1 - m\,d'$; $2\,p_1 - m\,d''$

$\pm\nu_2 =$ $2\,p_2 - m\,d'^*$; $2\,p_2 - m\,d''$

$\pm\nu_3 =$ $2\,p_3 - m\,d''^*$

Hicks: $$\nu = A - \frac{N}{\left(m + \alpha + \frac{\beta}{m}\right)^2} = A - \frac{N}{D^2} = P(m)$$

(Prinzipal series, Hauptserie) oder $S(m)$ (zweite Nebenserie, scharfe Nebenserie) oder $D(m)$ (erste Nebenserie, diffuse Nebenserie). Die Wertreihe des Bruches $A - \nu = \frac{N}{D^2}$ für die ganzen Zahlen von m aufwärts nennt Hicks eine Sequenz und bezeichnet sie durch das Symbol $VP(m)$, $VS(m)$, $VD(m)$.

Durch gewisse Beziehungen der Konstanten α, β zum Atomgewicht, über die weiter unten noch zu berichten sein wird, kommt Hicks ferner dazu, eine vierte hypothetische Art von Sequenzen von der Gestalt

$$\frac{N}{\left(m + f + \frac{\varphi}{m}\right)^2}$$

anzunehmen, in denen f und φ mit dem Atomgewicht des betreffenden Elementes zusammenhängen, und die er als Fundamentalsequenz $F(m)$ bezeichnet. Das System Hauptserie, zwei Nebenserien wird danach, wenn wir uns der Einfachheit halber auf je eine Komponente beschränken, dargestellt durch das Schema:

$\pm\nu = VS(1) - VP(m)$ (Hauptserie)

$\pm\nu = VP(1) - VD(m)$ (erste Nebenserie)

$\pm\nu = VP(1) - VS(m)$ (zweite Nebenserie).

Lohuizen adoptiert die Unterscheidung von Hicks, dessen Sequenzen er „Reihen“ nennt, so daß jede Serie durch die Differenz

zweier „Reihen“ wiedergegeben wird. Die Bezeichnung ist ähnlich wie bei Hicks, indem Px = Prinzipalreihe, Sx = scharfe Reihe, Dx = diffuse Reihe, Fx = Fundamentalreihe. Unter Weglassung des Minuszeichens wird z. B. $S1Pm$ als Symbol für $S(1) - P(m)$ benutzt, so daß das System einer Hauptserie mit zwei Nebenserien (es wird wieder nur ein Glied angeführt) lautet:

$$\pm\nu = S1Pm$$
$$\pm\nu = P1Dm$$
$$\pm\nu = P1Sm.$$

§ 64. Die sämtlichen angeführten symbolischen Bezeichnungen eines Systems von Hauptserie und zwei Nebenserien haben gewisse Mängel. Die Bezeichnung von Ritz ist umständlich, aber sie gibt alle in Frage kommenden Konstanten und ist nicht mißverständlich. Die Bezeichnung von Paschen ist in der Durchführung einfacher. Sie gibt aber nur einen Teil der Konstanten und ist mißverständlich. Die Symbole von Hicks sind deutlich, geben aber gar keine Konstanten. Endlich ist die Bezeichnungsweise von Lohuizen zwar kurz und für die Übersicht von Kombinationen geeignet. Allein sie ist erst recht mißverständlich, gibt gar keine Konstanten und unterscheidet nicht zwischen Serien und Sequenzen oder Reihen.

Da eine Einführung eines weiteren, völlig neuen Systems von Bezeichnungen geeignet wäre, die Verwirrung noch zu vermehren, so soll weiterhin überall dort, wo es auf die Angabe der Konstanten ankommt, die Ritzsche Bezeichnungsweise benutzt werden, in allen anderen Fällen eine der Bezeichnung von Hicks und van Lohuizen entsprechende Benennung.

Danach bedeutet:

$\nu = P(m)$ eine Hauptserie,

$\nu = D(m)$ eine erste Nebenserie,

$\nu = S(m)$ eine zweite Nebenserie,

$$\{m, p, \pi\} = VP(m) = \frac{N}{(m + p + \text{usw.})^2},$$

den veränderlichen Teil von $P(m)$ und entsprechend

$$\{m,\ d,\ \delta\} = VD(m) = \frac{N}{(m + d + \text{usw.})^2}$$

$$\{m,\ s,\ \sigma\} = VS(m) = \frac{N}{(m + d + \text{usw.})^2}.$$

§ 65. Es ist schon früher erwähnt worden, daß in der Rydbergschen Formel der Wert von m willkürlich gewählt werden kann, daß dagegen in den anderen Formeln im allgemeinen ein bestimmter Wert von m für das erste Glied jeder Serie einzusetzen ist. Auf diese Frage wirft die Regel von Rydberg-Schuster weiteres Licht. Bei der Rydbergschen Formel kann man m beliebig zählen, wenn man den Konstanten μ usw. im Nenner passende Werte gibt. Dies trifft bei den anderen Formeln nicht zu. Hier ist es immer ein bestimmter Wert m für eine gegebene Linie, die den besten Anschluß der Serienformel an die Erfahrung liefert; d. h., wenn wir uns auf die Formeln von Hicks-Mogendorff oder Ritz beziehen: entweder das Glied $\frac{\beta}{m}$ bzw. $\frac{\beta}{m^2}$ oder das Glied $\frac{\beta}{m+1}$ bzw. $\frac{\beta}{(m+1)^2}$ ist als Zusatzglied im Nenner von $VP(m)$ erforderlich, um die Reihe darzustellen.

Ritz zeigt nun, daß im allgemeinen die zweiten Nebenserien durch seine Formeln besser dargestellt werden, wenn man statt m setzt $m + 0{,}5$ bzw. m die Reihe 1,5, 2,5 usw. durchlaufen läßt. Dieser Ansatz wird dadurch gestützt, daß auf diese Weise die Konstanten s kleiner als 0,5 bleiben, worauf eine Reihe von Beziehungen zwischen den Serienkonstanten beruht. Ferner paßt hierzu der Umstand, daß eine der Serien des Wasserstoffs ziemlich exakt durch die Formel

$$\nu = A - \frac{N}{(m + 0{,}5)^2} \quad (m = 1,\ 2,\ 3 \text{ usw.})$$

darstellbar ist. Sieht man diese Serie als zweite Nebenserie des Wasserstoffs an, die Balmersche Serie

$$\nu = A - \frac{N}{m^2} = \frac{N}{2^2} - \frac{N}{m^2} \quad (m = 3,\ 4,\ 5 \text{ usw.})$$

als die erste, so würde nach den Rydberg-Schusterschen Regeln und dem obigen Schema das System der Wasserstoffserien lauten:

$$\pm\nu = P(m) = \frac{N}{(1{,}5)^2} - \frac{N}{(m)^2} \quad (m = \mathbf{2},\ 3,\ 4 \text{ usw.})$$

$$\pm\nu = D(m) = \frac{N}{(2)^2} - \frac{N}{(m)^2} \quad (m = \mathbf{3},\ 4,\ 5 \text{ usw.})^*)$$

$$\pm\nu = S(m) = \frac{N}{(2)^2} - \frac{N}{(m)^2} \quad (m = \mathbf{1{,}5},\ 2{,}5 \text{ usw.}).$$

Die beiden letzten Serien sind genau bekannt, von der Hauptserie dagegen nur die Grundlinie 4687,88, die nach der Rydbergschen Regel zugleich die erste Linie der zweiten Nebenserie bildet*). Ritz schließt, daß das obige Schema ein Spezialfall des folgenden sei:

$$\pm\nu = N\left[\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2}\right]; \quad \pm\nu = N\left[\frac{1}{(n+0{,}5)^2} - \frac{1}{m^2}\right] \ (m, n = 1, 2, 3 \text{ usw.}).$$

Es ist daher für ihn wesentlich, daß die Zählung in der zweiten Nebenserie die Reihe 1,5 usw. durchläuft. Die Koinzidenz der Grundlinien von $P(m)$ und $S(m)$ bedingt dann weiter, daß in $P(m)$ die Zählung von 2 an geht. Endlich ist die Zählung in der ersten Nebenserie durch die Wahl der Zählungen in den beiden anderen Serien und die Analogie des Wasserstoffspektrums mitbestimmt. In ihren zahlreichen Arbeiten haben F. Paschen und seine Schüler an der Ritzschen Zählungsweise festgehalten.

Andere legen der Analogie des Wasserstoffspektrums nicht die gleiche Wichtigkeit bei oder nehmen, wie Mogendorff**), sogar Anstoß daran, daß man bei der Ritzschen Zählung in der Hauptserie (bzw. zweiten Nebenserie) zunächst bei kürzerer Wellenlänge beginnt (erstes Glied der zweiten Nebenserie bzw. Hauptserie), dann zu größeren Wellenlängen und weiter wieder zu kürzeren Wellenlängen überzugehen hat. So zählt Mogendorff unter Weglassung des den beiden Serien gemeinsamen Gliedes in einer der Serien jede Serie von $m = 1$ aufwärts und zeigt, daß seine Formel auch so die Serien darstellt. Das Schema der Wasserstofflinien würde danach lauten:

---

*) Für $m = 2$ würde $\lambda = \infty$ werden.

**) E. E. Mogendorff, Spectraalreeksen, Diss. Amsterdam 1906.

$$P(m) = \frac{N}{(1+0{,}5)^2} - \frac{N}{(m+2)^2}, \quad m = 1, 2 \ldots$$

$$D(m) = \frac{N}{(2)^2} - \frac{N}{(m+2)^2}, \quad m = 1, 2 \ldots$$

$$S(m) = \frac{N}{(2)^2} - \frac{N}{(m+0{,}5)^2}, \quad m = 1, 2 \ldots$$

Damit die Rydberg-Schusterschen Regeln erfüllt sind, muß man setzen:

$$P(\infty) = VS(1), \quad S(\infty) = VP(0),$$

d. h. man muß in der Hauptserie von $m = 0$ abzählen, kann dann freilich die Beziehung $S(\infty) = VP(0)$ als rein formal bezeichnen.

Ähnlich verfährt auch Hicks*), der die Glieder der Hauptserie von $m = 1$, die der Nebenserien von $m = 2$ abzählt.

van Lohuizen**) zählt wie Mogendorff in den Hauptserien bzw. zweiten Nebenserien das erste Glied nicht mit, wenn es nach der Seite der kürzeren Wellenlängen liegt, und beginnt seine Zählung jedesmal mit 1. Damit die Rydberg-Schustersche Regel erfüllt ist, muß man also, je nach dem Verhalten des betreffenden Elementes, setzen:

$$P(\infty) = VS(1) \quad \text{und} \quad S(\infty) = VP(0),$$

oder umgekehrt.

Diese Zählungsweise hat das für sich, daß durch sie die Koinzidenz der Grundlinie der Hauptserie mit derjenigen der zweiten Nebenserie als mehr formal wichtig charakterisiert wird. Denn wenn die Grundlinien der beiden Serien identisch sind, so sollte man erwarten, daß die betreffende Linie (Paar, Triplet) die stärkste des Spektrums wäre oder wenigstens stark im Spektrum hervortrete. Das ist aber nur dann der Fall, wenn die fragliche Linie die erste Linie der Hauptserie in der Zählung von Rot nach Ultraviolett ist. Ist es nötig, bei der Zählung diese Linie zu überspringen, so pflegt nicht das erste Glied der Hauptserie, sondern das zweite am intensivsten zu sein. So ist z. B. bei den Alkalien jedesmal das erste Glied $m = 1$ der Hauptserie (Zählung nach Lohuizen) das stärkste (z. B. die D-Linien) Paar des ganzen

*) W. M. Hicks, Phil. Trans. A, **210**, 57—111 (1910).
**) T. van Lohuizen, Diss. Amsterdam 1912.

Spektrums. Bei Thallium ist dagegen das Paar 11513 und 13014 [$m = 2$] bedeutend lichtstärker als 5350.7 und 3775 [$m = 1$]*).

Daher ist es in mehreren Beziehungen zweckmäßig, die Numerierung der Glieder in den Serien jedesmal von $m = 1$ zu beginnen: Dies soll im folgenden auch geschehen.

§ 66. Neben den aus einer Hauptserie und zwei Nebenserien zusammengesetzten Systemen findet sich in vielen Spektren noch eine Serie aus einfachen Linien oder Triplets, die anscheinend in enger Beziehung zu dem System von drei Serien steht, von dem bisher die Rede war. Serien dieser Art sind schon von Fowler**) und von Saunders***) in den Spektren des Sr und Ca gefunden worden. Dann hat Bergmann†) eine Anzahl Serien des gleichen Typus im ultraroten Spektrum gemessen. Ritz††) hat daraus Veranlassung genommen, Serien der geschilderten Art als „Bergmann"-Serien zu bezeichnen, ein Name, der auch von Paschen†††) und seinen Schülern übernommen worden ist.

Über die Deutung dieser Serien gehen die Meinungen auseinander. Runge§) hat diese Serien zuerst als Hauptserien aufgefaßt, die zur ersten Nebenserie in der gleichen Beziehung stehen, wie die bekannten Hauptserien zur zweiten Nebenserie. Dann zeigte Ritz§§), daß die fraglichen Serien eher den Charakter erster Nebenserien trugen. Weiter faßt Ritz§§§) die fraglichen Serien als Spezialfall des von ihm gefundenen Kombinationsprinzips auf, von dem weiterhin noch die Rede sein wird, so daß die Serien durch das Symbol

$$B(m) = \pm\nu = \{3, d, \delta\} - \{m, p_1 - p_2, \pi_1 - \pi_2\} \quad (m = 4, 5, 6 \ldots)$$

für ein System von Paaren dargestellt werden kann.

---

*) F. Paschen, Ann. d. Phys. [4] **29**, 637 (1909).
) A. Fowler, Astrophys. Journ. **21, 81 (1905).
***) F. A. Saunders, Ebend. **20**, 188 (1907).
†) A. Bergmann, Zeitschr. f. wiss. Photogr. **6**, 113—130, 145—169 (1908).
††) W. Ritz, Physik. Zeitschr. **9**, 244, 521 (1908).
†††) F. Paschen, Ann. d. Phys. [4] **29**, 640 (1909).
§) A. Runge, Physik. Zeitschr. **9**, 1 (1908).
§§) W. Ritz, Ebend., S. 244 (1908).
§§§) Derselbe, Ebend., S. 521—529 (1908).

Auch Hicks und van Lohuizen fassen die Serien als Kombinationsserien auf, während Paschen*) der Ansicht ist, daß die Deutung von Ritz in vielen Fällen der Wahrheit nahe komme, z. B. bei Li, H, He, Na, in anderen nicht stimme. Zwar haben die fraglichen Serien den Wert $\{3, d, \delta\}$ zur Grenze, verhalten sich also entsprechend der Rydberg-Schusterschen Regel zur ersten Nebenserie (von $m = 3$ ab gezählt), wie die Hauptserie zur zweiten Nebenserie; allein der zweite Teil des Ausdruckes, also $VB(m)$, läßt sich nicht verifizieren, zum Teil wegen der ungenauen Wiedergabe mancher Hauptserien durch die Serienformeln. Aus diesem Grunde bezeichnet Paschen $VB(m)$ mit $(m, \Delta p)$ und versteht darunter die nach der Regel $\{3, d, \delta\} - \nu = (m, \Delta p)$ aus den wirklich gemessenen ν berechneten Zahlen. Wie man sieht, müßte sich für abnehmende $p_1 - p_2$, also enge Paare oder Triplets, der Wert von

$$\{m, p_1 - p_2, \pi_1 - \pi_2\}$$

dem Werte von $VD(m)$ für die Wasserstoffserie (erste Nebenserie) nähern. Dies trifft aber nicht zu, wie das Beispiel des Calciums zeigt, das die engsten Triplets besitzt, während die Werte $VB(m)$ sind:

	$m = 4$	$m = 5$	
Calcium . . .	7129	4537	$VB(m)$
Wasserstoff . .	6875	4387	$VD(m)$

Weiterhin stellt Paschen**) die B-Serien den drei anderen Fundamentalserien an die Seite, mit denen sie durch die Beziehung

$$B(\infty) = VD(3)$$

bzw. bei zusammengesetzten Serien

$$B_i(\infty) = \{3, d_i, \delta_i\}$$

verknüpft sind.

Da bei der hier adoptierten Bezeichnung auch in der ersten Nebenserie von $m = 1$ ab gezählt wird, so würden die B-Serien darzustellen sein durch das Symbol

$$B_i(m) = \{1, d_i, \delta_i\} - VB(m),$$

*) F. Paschen, Ann. d. Phys. [4] **29**, 660 (1909).
) Derselbe, Jahrb. d. Radioakt. **8, 178 (1911).

wo angenähert gelten würde:

$$VB(m) \simeq \{m, p_1 - p_2, \pi_1 - \pi_2\}.$$

Die hauptsächlichste Stütze dieser Auffassung der B-Serien wird durch ihr Verhalten bei der Bildung von Kombinationen geliefert. Doch ist immerhin eine andere Auffassung möglich.

§ 67. Aus den Darlegungen der vorstehenden Paragraphen ist zu folgern, daß in sehr vielen Spektren Serien gruppenweise auftreten, zunächst gekoppelt zu Paarserien (ev. mit Satelliten) oder Tripletserien (ev. mit Satelliten) oder als Einzelserien. Jedesmal gehören dann vier (drei, wenn man die B-Serien nicht mitzählt) Komplexserien zusammen, und zwar eine Hauptserie, zwei Nebenserien und eine B-Serie (zweifelhaft). Derartige Systeme von Serien können in der Mehrzahl vorhanden sein.

Die bisher aufgestellten Serienformeln genügen in vielen Fällen nicht, lassen auch durch Hinzunahme weiterer Glieder keinen Anschluß an die Erfahrung zu. Führt man hierauf die oben in § 60 und 61 besprochenen Abweichungen zwischen der Rydberg-Schusterschen Regel und der Erfahrung zurück — ein schwerlich streng gültiges Verfahren — so kann man die Hypothese aufstellen, daß die Regel streng gilt. Dagegen gelten die Regeln $S(\infty) = D(\infty)$, ferner $P_1(\infty) = P_2(\infty) = P_3(\infty)$, sowie $S_1(m) - S_2(m) = D_1(m) - D_2(m)$ mit bedeutender Annäherung. Das Verhalten der B-Serien läßt sich nicht mit gleicher Sicherheit beurteilen.

Unter Zugrundelegung einer Serienformel vom Typus der Ritzschen würde daher das Schema eines Spektrums mit einem System von Triplets, einem Paarsystem und einem System einfacher Linien, z. B. dasjenige des Magnesiums, lauten *), wenn ich der Einfachheit halber in der Hauptserie und ersten Nebenserie die Satelliten weglasse, so, wie es in der Tabelle auf S. 126 angegeben ist.

In der Tabelle der chemischen Elemente, S. 126, ist angegeben, welche Arten von Systemen in den verschiedenen Spektren bisher beobachtet worden sind, und zwar bedeutet: Φ (I) vollständiges Einzelsystem, Φ (II) vollständiges Paarsystem, Φ (III) vollständiges Tripletsystem. Ist ein System unvollständig beobachtet, so deutet

*) Es fehlen hier die dritte B-Serie und zwei Hauptserien.

Schema eines Spektrums mit Tripletsystem, Paarsystem, Einzelsystem.

I. Einzelsystem Φ (I).

$$P^{I}(m)=VS^{I}(1)-VP^{I}(m) \qquad D^{I}(m)=VP^{I}(1)-VD^{I}(m) \qquad S^{I}(m)=VP^{I}(1)-VS^{I}(m) \qquad [B^{I}(m)=VD^{I}(1)-VB^{I}(m)$$

II. Paarsystem Φ (II) (ohne Satelliten).

$$P_1^{II}(m)=VS^{II}(1)-VP_1^{II}(m) \quad D_1^{II}(m)=VP_1^{II}(1)-VD^{II}(m) \quad S_1^{II}(m)=VP_1^{II}(1)-VS^{II}(m) \quad [B_1^{II}(m)=VD_1^{I}(1)-VB^{II}(m)]$$
$$P_2^{II}(m)=VS^{II}(1)-VP_2^{II}(m) \quad D_2^{II}(m)=VP_2^{II}(1)-VD^{II}(m) \quad S_2^{II}(m)=VP_2^{II}(1)-VS^{II}(m) \quad [B_2^{II}(m)=VD_2^{II}(1)-VB^{II}(m)]$$

III. Tripletserien Φ (III) (ohne Satelliten).

$$P_1^{III}(m)=VS^{III}(1)-VP_1^{III}(m) \quad D_1^{III}(m)=VP_1^{III}(1)-VD^{III}(m) \quad S_1^{III}(m)=VP_1^{III}(1)-VS^{III}(m) \quad [B_1^{III}(m)=VD_1^{III}(1)-VB^{III}(m)]$$
$$P_2^{III}(m)=VS^{III}(1)-VP_2^{III}(m) \quad D_2^{III}(m)=VP_2^{III}(1)-VD^{III}(m) \quad S_2^{III}(m)=VP_2^{III}(1)-VS^{III}(m) \quad [B_2^{III}(m)=VD_2^{III}(1)-VB^{III}(m)]$$
$$P_3^{III}(m)=VS^{III}(1)-VP_3^{III}(m) \quad D_3^{III}(m)=VP_3^{III}(1)-VD^{III}(m) \quad S_3^{III}(m)=VP_3^{III}(1)-VS^{III}(m) \quad [B_3^{III}(m)=VD_3^{III}(1)-VB^{III}(m)]$$

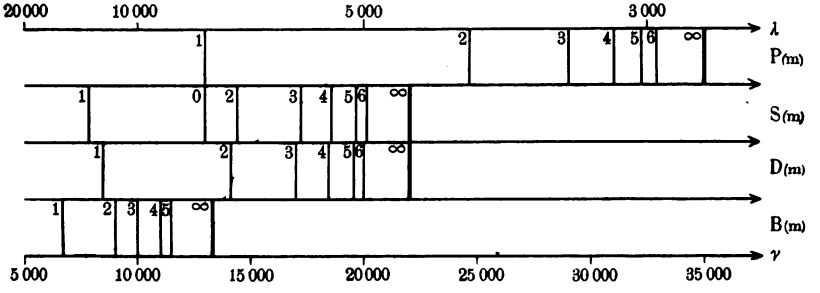
Symbole:

$$VP(m)=\{m, p, \pi\} \qquad VD(m)=\{m, d, \delta\} \qquad VS(m)=\{m, s, \sigma\} \qquad VB(m)=\{m, b, \beta\}$$

$$\{m, a, \alpha\}=\frac{N}{\left(m+a+\frac{\alpha}{m^2}\right)^2}.$$

der Buchstabe hinter den römischen Zahlen an, welcher Teil des Systems bekannt ist, z. B. bezeichnet Φ (III DS) ein System von Tripletserien, bei denen nur die B-Serie fehlt. In vielen Fällen ist das Fehlen der B-Serie nicht besonders gekennzeichnet. Die Angaben der Tabelle sind auf Grund der vorliegenden Literatur gemacht, insbesondere unter Berücksichtigung der Ergebnisse von Kayser, Runge, Rydberg, Ritz, Paschen. Im einzelnen ist vieles unsicher. Erschien die Deutung der Linien allzu unsicher, oder sind zu wenige Linien eines Systems beobachtet, so habe

Fig. 7.



Seriensystem von K.

Seriensystem des Kaliums. Die Bezeichnung ist nach dem Texte ohne weiteres verständlich. Es sind nur die ersten Paare eingezeichnet, und zwar wiederum immer nur eine Komponente.

ich keine Angabe darüber gemacht (z. B. Ra, Au). Der Zusatz C bedeutet das Vorhandensein von Kombinationen (s. den folgenden Paragraphen). Bei einigen Elementen stützt sich die auf das Vorhandensein von Serien deutende Bezeichnung durch ** auf die Angabe von Hicks, ohne daß dieser genauere Rechnungen publiziert hätte. Ein graphisches Schema für das Spektrum des K gibt Fig. 7. Man vergleiche auch Nr. 2 der Tafel.

§ 68. Wie man sieht, wird ein großer Teil der Linien vieler Elemente in Seriensysteme vom Schema $P(m) + D(m) + S(m) + B(m)$ aufgenommen. Daneben findet man jedoch noch zahlreiche „Nichtserienlinien" oder Linien, die zwar eine Serie bilden, d. h. durch Serienformeln mehr oder minder genau dargestellt

werden können, und gleichen Charakter besitzen, indes sich in kein Schema der beschriebenen Art einordnen lassen. Die Zahl der Nichtserienlinien hängt mit der Stellung des Elementes im System und der Art der Erzeugung der Spektra zusammen. Je höher das Atomgewicht ist, um so zahlreicher sind in der Regel die Nichtserienlinien. Dies hängt wiederum zum Teil zusammen mit dem Umstande, daß der Linienreichtum eines Spektrums bei gegebener Art der Herstellung in gewissem Sinne als periodische Funktion des Atomgewichts angesehen werden kann. Ferner pflegen die Serienlinien in Flammen und Bogen besonders hervorzutreten, die Nichtserienlinien jedoch in Funkenspektren.

Daß außer den Linien der $P + D + S + B$-Systeme in vielen Spektren noch weitere Serien vorkommen, ist durch Lenard, Hagenbach, Konen, Saunders, Fowler, Paschen u. a. gezeigt worden. Es schien zunächst, als ob man hier weitere Serien vom Typus der Nebenserien vor sich habe.

Dann stellte jedoch Ritz sein formales Prinzip auf, mittels dessen man aus den Gliedern der $P + D + S + B$-Systeme Kombinationen von Schwingungszahlen bilden kann, die vorhandene, außer dem System stehende Serien und einen Teil der Nichtserienlinien vorauszuberechnen gestatten. Mittels dieses „Kombinationsprinzips" ist es Ritz selbst und weiterhin Paschen und seinen Schülern möglich geworden, zahlreiche, nicht zu Systemen gehörende Linien zu deuten oder vorherzusagen. In einigen Spektren sind so alle oder fast alle beobachteten Linien in Beziehung zu den vorhandenen Φ(I) usw. gesetzt.

Das Prinzip ist trotz gewisser theoretischer Deutungsversuche in hohem Maße merkwürdig, findet jedoch in seinen Erfolgen eine sehr sichere Stütze. Es ist dabei, wie sich zeigen wird, in gewissem Umfange von der Gestalt der benutzten Serienformel unabhängig.

Das Prinzip soll zunächst in seiner ursprünglichen Fassung, dann in der Form gegeben werden, die es von Paschen u. a. erhalten hat.

Ritz*) geht aus von der bereits früher wiederholt von ihm hervorgehobenen, für Wasserstoff schon von Balmer, für die

*) W. Ritz, Physik. Zeitschr. **9**, 521—529 (1908); Oeuvres, S. 141—162; Astrophys. Journ. **28**, 237—243 (1908).

anderen Elemente von Rydberg zuerst ausgesprochenen Vermutung, daß die Serienformeln mit zwei ganzen Zahlen zu schreiben seien. So lautet die erste Regel:

I. Die Gleichungen der Hauptserien und Nebenserien sind in der Form

$$P(m) = \{n, s, \sigma\} - \{m, p_i, \pi_i\}, \text{ d. h. } VS(n) - VP(m) \text{ usw.}$$
$$D(m) = \{n, p_i, \pi_i\} - \{m, d, \delta\}, \text{ d. h. } VP(n) - VD(m)$$
$$S(m) = \{n, p_i, \pi_i\} - \{m, s, \sigma\}, \text{ d. h. } VP(n) - VS(m)$$

zu schreiben, wo n die Reihe der ganzen Zahlen durchläuft und zu jedem Werte von n die Reihe der ganzen Zahlen m, angefangen mit dem Wert $n + 1$, durchlaufen werden muß.

II. Für jedes Symbol $\{m, \alpha, \beta\}$ besteht eine kleinste Zahl m, die der Grundlinie entspricht. Die Linien, die man für noch kleinere m erhält, fehlen nebst den zugehörigen Serien.

III. $$B(m) = \{1, d, \delta\} - \{m, p_1 - p_2, \pi_1 - \pi_2\},$$
d. h. $VD(1) - VB(m)$.

Über diese Regel ist bereits früher berichtet worden.

Für diese Serie ist $\pi_1 - \pi_2$ angenähert gleich Null. Besitzt die erste Nebenserie Satelliten, so ist für diese eine analoge Serie

$$B'(m) = \{1, d', \delta'\} - \{m, p_1 - p_2, \pi_1 - \pi_2\}$$

vorhanden.

IV. Man findet die folgenden Kombinationen (Serien):

1. $\left.\begin{aligned} \nu &= \{1, p_1, \pi_1\} - \{m, p_1, \pi_1\} \\ \nu &= \{1, p_2, \pi_2\} - \{m, p_2, \pi_2\} \end{aligned}\right\}$ d. h. $VP(1) - VP(m)$
2. $\nu = \{1, p_i, \pi_i\} - \{m, p_1 - p_2, \pi_1 - \pi_2\}$,
d. h. $VP(1) - VB(m)$
3. $\nu = \{2, p_1 - p_2, \pi_1 - \pi_2\} - \{m, p_1 - p_2, \pi_1 - \pi_2\}$,
d. h. $VB(2) - VB(m)$.

V. Auch die Kombination

$$\nu = \{1, s, \sigma\} - \{1, d, \delta\}$$

liefert eine Linie.

VI. Man müßte eigentlich die Formeln mit höheren Ordnungszahlen schreiben, doch wird dann die Intensität der von der Regel vorhergesagten Linien gering.

Zusammengefaßt würde somit das Ritzsche Prinzip im allgemeinsten Falle die Existenz von Linien des folgenden Schemas vorhersagen:

$VS(n)-VP(m)$ $VP(n)-VD(m)$ $VD(n)-VB(m)$ $VB(n)-VB(m)$
$VS(n)-VD(m)$ $VP(n)-VS(m)$
$VP(n)-VB(m)$
$VP(n)-VP(m)$

Ritz sieht $B(m)$ als abgeleitete Serie an. Infolgedessen macht er nur für die Kombinationen, in denen $VB(m)$ nicht vorkommt, den Anspruch, daß die Ergebnisse von der Natur der Serienformel unabhängig sind, weil in den Formeln immer nur Ausdrücke wie $VP(n)$ usw. vorkommen, d. h. also Zahlen, die man durch Differenzbildung zwischen Grenzen von Grundserien und den beobachteten Schwingungszahlen der einzelnen Glieder dieser selben Serien erhält. Da man außerdem die Grenzen der Nebenserien aus der Hauptserie berechnen kann oder umgekehrt, wie die Formeln zeigen, so genügt die Kenntnis einer Grenze und der Schwingungszahlen der Glieder der Grundserien, um daraus die Kombinationen [mit Ausnahme derjenigen mit $B(m)$] zu bilden.

§ 69. Paschen*) gibt auf Grund seiner Beobachtungen das Kombinationsprinzip in der Form:

Kombinationslinien sind:

1. $\nu = np_i - ms$; $n = 2, 3, 4$ usw.; $m = 1{,}5,\ 2{,}5$ usw.**)
2. $\nu = np_i - md^i$; $n = 2, 3, 4$ usw.; $m = 3, 4, 5$ usw.; $m > n$**)
3. $\nu = 2p_i - mp_i$ $m = 3, 4, 5$ usw.
4. $\nu = 1{,}5\,s - m\,d$ $m = 3, 4, 5$ usw.
5. $\nu = 2p_i - m\,\Delta p$ $m = 3, 4, 5$ usw.

In der hier benutzten Schreibweise würden die Formeln lauten:

1. $\nu = VP(n) - VS(m)$ $n = 1, 2$ usw. $m = 1, 2$ usw.
2. $\nu = VP(n) - VD(m)$ $n = 1, 2$ usw. $m = 1, 2$ usw.
3. $\nu = VP(1) - VP(m)$ $m = 2, 3$ usw.
4. $\nu = VS(1) - VD(m)$ $m = 2, 3$ usw.
5. $\nu = VP(1) - VB(m)$ $m = 2, 3$ usw.

*) F. Paschen, Jahrb. f. Radioakt. 8, 174 (1911).
**) Die Linien sind um so stärker, je kleiner m und n.

Paschen schließt also die Ritzschen Kombinationen $VB(n) - VB(m)$ aus und rechnet $B(m)$ als Grundserie mit, weist zugleich darauf hin, daß die Glieder $VB(m) = \{m, p_1 - p_2, \pi_1 - \pi_2\}$ den Werten des Ausdruckes $VD(m)$ für die Wasserstoffserie, also $\frac{N}{m^2}$, sehr nahe kommen. Außerdem findet er, wie schon früher Moll bei den Alkalien, bei zahlreichen Elementen eine starke ultrarote, diffuse Linie, deren Schwingungszahl der Kombination

$$VB(m) - VD(m)_{(H)} = \{4, p_1 - p_2, \pi_1 - \pi_2\} - \frac{N}{5^2}$$

sehr nahe kommt.

In anderen Spektren finden sich Linien (bei den Alkalien und Thallium) in der Nähe von 7,4 μ, die der Kombination $\frac{N}{5^2} - \frac{N}{6^2}$, also der Schwingungszahl der Wasserstofflinie 7,458 μ, sehr nahe liegen. Auch kommen in einigen Spektren Linien vor, die sich als Kombination mit einem Term $\frac{N}{(1{,}5)^2}$ [also wieder $VS(m)$ für Wasserstoff] deuten lassen.

In diesem Hineinspielen der Schwingungszahlen des Wasserstoffspektrums sieht Paschen einen wichtigen Hinweis für theoretische Ansätze zu Analogien zwischen dem Emissionsmechanismus des Wasserstoffs und demjenigen anderer Elemente*).

Endlich findet Paschen, daß in den Spektren mancher Elemente, in denen mehrere Seriensysteme gefunden sind, zwischen diesen wiederum Beziehungen bestehen können. So bilden z. B. bei Zn, Cd, Hg die Terme $VB(m)$ der Serie $B(m)$, die zum System der Tripletserien gehört [wegen des Wertes von $B(\infty)$], Kombinationen der Schemata $VD_{\mathrm{I}}(n) - VB_{\mathrm{III}}(m)$, wobei der Index I oder III bezeichnen soll, daß die betreffende Terme dem Serien-

*) Vielleicht dürfte in vielen Fällen auch die Deutung der fraglichen Glieder nach dem Schema $B(n) - B(m)$ denkbar sein. Wie schon Ritz bemerkt hat, sind die Konstanten der B-Serie (nach Ritz $p_1 - p_2$, $\pi_1 - \pi_2$) sehr klein. Je höher also die Ordnungszahl m ist, um so kleiner wird der Einfluß dieser Zusätze im Nenner von $VB(m)$. Es müssen sich also die Terme $VB(m)$ für größere Werte von m den Beträgen $\frac{N}{m^2}$ praktisch nähern. Dann erhält man aber die obigen Kombinationen (man vgl. auch § 66).

system einfacher Linien oder dem Tripletsystem angehören. Auch kommen weitere Kombinationen der Terme der Serien der beiden Seriensysteme untereinander vor, z. B. Glieder der Form $VP_{\mathrm{I}}(m) - VD_{\mathrm{III}}(n)$.

Ob die Terme der verschiedenen Seriensysteme eines Spektrums sich sämtlich miteinander kombinieren lassen, ist nicht zu beurteilen. Paschen hat sich über diesen Punkt bisher nicht geäußert.

Auf jeden Fall ist die Zahl der Kombinationsmöglichkeiten eine ungeheure.

§ 70. Unabhängig von Ritz ist Hicks*) zu gewissen Folgerungen gekommen, die sich mit dem Kombinationsprinzip eng berühren. Er stellt neben VP, VD und VS einen weiteren „Sequenzen"-Typus auf, der in die Kombinationen eingeht und dessen Nenner durch Konstanten gebildet wird, die mit dem Atomgewicht zusammenhängen. Hicks nennt die entsprechende Sequenz „Fundamental-Sequenz" $= VF(m)$. Die entsprechenden Serien, die die Form $VD(2) - VF(m)$ haben, sind nichts anderes, als die B-Serien von Ritz und Paschen, nur daß Hicks diese Serien anders deutet. Auf diese Deutung soll später eingegangen werden, wenn von den Beziehungen der Serienkonstanten zu den chemischen Konstanten der Elemente die Rede sein wird.

Die Bezeichnung $F(m)$ wird auch von van Lohuizen**) übernommen, der die folgenden kombinatorischen Betrachtungen anstellt.

van Lohuizen unterscheidet vier Grundreihen, nämlich die „Prinzipalreihe", d. h. $Px = VP(m)$ in unserer Bezeichnung, die scharfe Reihe $Sx = VS(m)$, die diffuse Reihe $Dx = VD(m)$ und die Fundamentalreihe $Fx = VB(m)$. Ausgedrückt in der Bezeichnungsweise van Lohuizens ist:

$$Px = \frac{N}{(x + p + \pi\nu)^2} \qquad Sx = \frac{N}{(x + s + \sigma\nu)^2}$$

$$Dx = \frac{N}{(x + d + \delta\nu)^2} \qquad Fx = \frac{N}{(x + f + \varphi\nu)^2}$$

*) W. M. Hicks, Phil. Trans. (A) **210**, 57—111 (1912).

**) T. van Lohuizen, Bijdrage tot de Kennis van Lijnenspectra, Diss. Amsterdam 1912, 102 S. 4°.

wobei die Zählung von $x = 1$ aufwärts geht. Die f sind nahezu ganze Zahlen, die φ nahezu Null, so daß die Nenner von Fx sich nur wenig von den Quadraten der ganzen Zahlen unterscheiden.

Geht man nun aus von dem Grundgedanken von Ritz, daß die Schwingungszahlen der Linien eines Spektrums durch Differenzbildungen zwischen Gliedern gewisser Fundamentalserien erhalten werden, und benutzt die Rydberg-Schustersche Regel, die ersichtlich einen Spezialfall des genannten Kombinationsprinzips darstellt, so sind a priori die folgenden Kombinationen möglich (in der hier gebrauchten Bezeichnung *):

I.	II.
$VP(n) - VP(m)$	$VP(n) - VD(m)$
$VD(n) - VP(m)$	$VD(n) - VD(m)$
$VS(n) - VP(m)$	$VS(n) - VD(m)$
$VB(n) - VP(m)$	$VB(n) - VD(m)$

III.	IV.
$VP(n) - VS(m)$	$VP(n) - VB(m)$
$VD(n) - VS(m)$	$VD(n) - VB(m)$
$VS(n) - VS(m)$	$VS(n) - VB(m)$
$VB(n) - VS(m)$	$VB(n) - VB(m)$

Hierbei ist für n jedesmal eine bestimmte ganze Zahl einzusetzen, während m die Reihe der ganzen Zahlen durchläuft. Es bedeutet also der erste Term jedesmal ein konstantes Glied, der zweite eine unendliche Folge. Aus diesem Grunde nennt van Lohuizen auch die Serien der ersten Gruppe P-(Prinzipal-) Serien, diejenigen der zweiten D- (diffuse) Serien, diejenigen der dritten S- (scharfe) Serien und diejenigen der vierten B-(Fundamental-) Serien. Rechnerisch ist das Schema symmetrisch, d. h. man würde ebensogut das zweite Glied konstant halten und das erste die Reihe der ganzen Zahlen durchlaufen lassen können. Allein dieser Anordnung stehen physikalische Bedenken entgegen. Stellt man die nach dem Schema $VR(n) - VP(m)$ gebildeten

*) Der Name Fundamentalsequenz oder Fundamentalreihe scheint aus dem Grunde nicht sehr passend, weil er in erster Linie für $P(m)$, $D(m)$ und $S(m)$ gelten müßte.

Reihen graphisch dar, so lassen sich ersichtlich alle Kurven, die den zweiten Teil gemeinsam haben, also alle Serien unter I. oder II. oder III. oder IV. durch eine einfache Verschiebung in der Richtung der y-Achse ineinander überführen. Man könnte solche Serien daher nach Lohuizen Translationsserien nennen. Diese unterscheiden sich somit nur durch den Stand ihrer Asymptoten. Nimmt man dagegen Serien aus einer Horizontalreihe des obigen Schemas, so erhält man Kurven mit derselben Asymptote. Sind die $P(m)$ usw. aus mehreren Linien zusammengesetzt, so sind diese einzeln zu Kombinationen zu benutzen.

Nun sind die im angegebenen Schema enthaltenen Kombinationen keineswegs alle beobachtet worden, vielmehr nur (nach Paschen, Dunz, Ritz, vgl. oben) Kombinationen, die im Schema unterstrichen sind. Zum Vergleich möge hier eine Zusammenstellung der Beobachtungen folgen, wie sie Lohuizen gibt unter Benutzung der Angaben von Dunz:

Beobachtete Kombinationen:

	Lohuizen	Paschen
Prinzipalserien . .	$VP(1) - VP(m)$	$2p - mp$
	$VS(1) - VP(m)$	Hauptserie
Scharfe Serien . .	$VP(1) - VS(m)$	Zweite Nebenserie
	$VP(2) - VS(m)$	$3p - ms$ ($m = 1{,}5$ usw.)
	$VP(3) - VS(m)$	$4p - ms$ ($m = 2{,}5$ usw.)
Diffuse Serien . .	$VP(1) - VD(m)$	Erste Nebenserie
	$VP(2) - VD(m)$	$3p - md$ ($m = 4, 5, 6$)
	$VP(3) - VD(m)$	$4p - md$ ($m = 4, 5$)
	$VS(1) - VD(m)$	$1{,}5s - md$ ($m = 3, 4, 5, 6$)
	$VS(3) - VD(m)$	$3{,}5s - 3d$
Fundamentalserien	$VP(1) - VB(m)$	$2p - m\Delta p$ ($m = 4, 5, 6$)
	$VS(1) - VB(m)$	$1{,}5s - 6\Delta p$
	$VD(1) - VB(m)$	Bergmannserie
	$VD(2) - VB(m)$	$4d - m\Delta p$ ($m = 4, 5$)
	$VB(5) - VB(m)$	$\frac{N}{5^2} - 4\Delta p$; $\frac{N}{5^2} - \frac{N}{6^2}$ *)

*) Lohuizen klassifiziert damit diese beiden Kombinationen im Sinne der Anmerkung zu S. 131.

Nicht aufgenommen werden in dieses Schema die Kombinationen zwischen Serien verschiedener Seriensysteme desselben Spektrums.

§ 71. Wir haben im vorstehenden die Arbeiten über den Zusammenhang verschiedener Serien und Einzellinien desselben Spektrums bis in die neueste Zeit verfolgt und wenden uns nunmehr zu einer Würdigung der gefundenen empirischen Regeln. Man kann dabei einen doppelten Weg einschlagen. Zunächst kann man danach fragen, wie genau die Regeln stimmen und welche Leistungen sie zahlenmäßig, d. h. in der Wiedergabe und Voraussage von Linien aufzuweisen haben. Zweitens kann man fragen, ob die Linien, die mittels der besprochenen Regeln als zusammengehörig anzusehen sind, auch in anderer Beziehung als verwandt bezeichnet werden müssen, und wenn sich dies als zutreffend erweist, ob die Regeln, so wie sie lauten, der einzige Ausdruck der beobachteten Tatsachen sind. Daran schließt sich dann die Frage, ob sich eine theoretische Vorstellung an die Regeln anknüpfen läßt bzw. ob dieselben irgend eine physikalische Interpretation zulassen. Es liegt auf der Hand, daß eine Erörterung der letztbezeichneten Art nur unter Berücksichtigung aller in Frage kommenden Umstände vorgenommen werden kann. Sie soll daher aufgespart werden, bis über die weiteren Gesetzmäßigkeiten der Linienspektra berichtet worden ist. So sei zunächst nur danach gefragt, wie genau die Regeln der letzten Paragraphen stimmen.

Bei der Beantwortung dieser Frage muß man wiederum unterscheiden zwischen der Genauigkeit, mit der bestimmte Linien durch das Kombinationsverfahren wiedergegeben werden, der Voraussage über ihre Intensität und der allgemeinen Leistung, d. h. dem Umfange, in dem sich das Kombinationsprinzip als anwendbar erweist. Da die Anwendungen des Prinzips bis jetzt der Hauptsache nach von Ritz, Paschen und seinen Schülern herrühren, so stützen sich die Angaben im folgenden durchweg auf Messungen und Berechnungen der genannten Autoren. Von denselben sind bisher bei den Elementen H, Li, Na, K, Rb, Cs, He, O, Al, In, Tl, Mg, Ca, Sr, Ba, Zn, Cd, Hg, Cu, Ag Kombinationen gefunden worden, oder es ließen sich die Kombinationsregeln dazu benutzen, um die Terme niedriger Ordnungszahl von Serien vorauszube-

rechnen, die durch die Serienformeln nur ungenau dargestellt werden. Eine vollständige Wiedergabe und Diskussion des ganzen Beobachtungsmaterials liegt nicht im Plane dieses Buches. Es muß deshalb genügen, einige Beispiele wiederzugeben, an denen man die Leistungen des Prinzips abschätzen kann.

Es sei zunächst ein Element aus der Gruppe der Alkalien gegeben. Hierbei ist zu bedenken, daß die Linien der Nebenserien und erst recht die Linien der weiteren beobachteten Serien sehr unscharf, also wenig genau zu messen sind. Dafür ist die Zahl der beobachteten Linien verhältnismäßig groß.

I. Beispiel. Natrium*).

§ 72. Aus der sehr genau bekannten Hauptserie folgt als Grenze von $P(\infty)$ der Wert

$$P(\infty) = VS(0) = 41\,444{,}87.$$

Beobachtet sind die Schwingungszahlen:

$$\begin{aligned} P(\infty) - \{1, p_2, \pi_2\} &= 16\,955{,}56; & P(\infty) - \{1, p_1, \pi_1\} &= 16\,972{,}77 \\ P(\infty) - \{2, p_2, \pi_2\} &= 30\,266{,}43; & P(\infty) - \{2, p_1, \pi_1\} &= 30\,271{,}90 \\ P(\infty) - \{3, p_2, \pi_2\} &= 35\,041{,}09; & P(\infty) - \{3, p_1, \pi_1\} &= 35\,041{,}98 \end{aligned}$$

nicht mehr getrennt beobachtet

somit:

$$\begin{aligned} \{1, p_2, \pi_2\} &= 24\,489{,}31; & \{1, p_1, \pi_1\} &= 24\,472{,}10 \\ \{2, p_2, \pi_2\} &= 11\,178{,}44; & \{1, p_1, \pi_1\} &= 11\,172{,}97 \\ \{3, p, \pi\} &= 6\,402{,}89. \end{aligned}$$

Nun ist weiter

$$\{1, p_1, \pi_1\} = S_1(\infty); \quad \{1, p_2, \pi_2\} = S_2(\infty).$$

Also sind die Grenzen der zweiten Nebenserie:

$$S_1(\infty) = 24\,472{,}10;\ S_2(\infty) = 24\,489{,}31;\ S_2(\infty) - S_1(\infty) = 17{,}21.$$

Dies liefert mittels der beobachteten Werte

$$S_1(2) = 7766{,}34; \qquad S_1(3) = 16\,226{,}5$$

die Werte

$$S_2(2) = 7783{,}55^{**}); \quad S_2(3) = 16\,243{,}5.$$

*) Zahlen nach B. Dunz, l. c., S. 6. Die zahlreichen Druckfehler bei Dunz habe ich nach Möglichkeit verbessert.

**) Beobachtet 7782,13.

Hieraus folgt, bei $S_2(2)$ unter Benutzung des gemessenen Wertes 7782,13, durch Subtraktion von den Grenzwerten:

$$\{2, s, \sigma\} = 15705{,}76; \quad \{3, s, \sigma\} = 8245{,}8 \quad (\text{aus } S_1)$$
$$(15706{,}18) \qquad\qquad (8245{,}77) \quad (\text{aus } S_2)$$

Die Grenzen der ersten Nebenserie sind die gleichen wie diejenigen der zweiten, also:

$$D_1(\infty) = 24472{,}10; \qquad D_2(\infty) = 24489{,}21;$$
$$D_2(\infty) - D_1(\infty) = 17{,}21.$$

Dies liefert mittels der beobachteten Werte

$$D_1(1) = 12197{,}64; \qquad D_1(2) = 17575{,}28$$

die Werte

$$D_2(1) = 12214{,}85; \qquad D_2(2) = 17592{,}49$$
$$(\text{beobachtet: } 12214{,}92) \quad (\text{beobachtet: } 17591{,}85)$$

$$\{1, d, \delta\} = 12274{,}46; \quad \{2, d, \delta\} = 6896{,}82 \; [\text{aus } D_1(m)]$$
$$\{1, d, \delta\} = 12274{,}39; \quad \{2, d, \delta\} = 6897{,}46 \; [\text{aus } D_2(m)]$$
$$\text{Mittel: } \{1, d, \delta\} = 12274{,}43; \quad \{2, d, \delta\} = 6897{,}14$$

Nun gilt für die Grenze der B-Serie die Regel $B(\infty) = \{1, d, \delta\}$, also:

$$B(\infty) = 14274{,}42.$$

Zur weiteren Berechnung von $B(m)$ kann man zwei Wege einschlagen. Entweder man berechnet nach Ritz die Reihe

$$B(m) = \{1, d, \delta\} - \{m, p_1 - p_2, \pi_1 - \pi_2\},$$

oder man sucht die Terme von $B(m)$ direkt auf. Der erste Weg liefert das folgende*):

$$p_1 = 1{,}145\,95, \quad p_2 = 1{,}145\,21, \quad \pi_1 = \pi_2 = -0{,}1158,$$

somit:

$$p_1 - p_2 = 0{,}000\,74, \quad \pi_1 - \pi_2 = 0,$$
$$B(m) = 12274{,}43 - \{m; 3{,}000\,74; 0\} \; (m = 1, 2 \text{ usw.}).$$

Dies liefert zwei Linien in der Nähe von λ 18460, λ 12679 usw.; beobachtet sind:

$$\lambda = 18459{,}5 \qquad \lambda = 12677{,}6$$
$$\nu = 5415{,}81 \qquad \nu = 7885{,}81$$

*) W. Ritz, Ges. Werke, S. 58, 151.

Nimmt man die beobachteten Werte der Schwingungszahlen, so erhält man mittels $B(\infty)$ die Werte:

$$VB(1) = \{1, b, \beta\} = 6858{,}62; \quad VB(2) = \{2, b, \beta\} = 4388{,}64.$$

Nunmehr sind alle Fundamentaldaten des Spektrums beisammen, wenn man bedenkt, daß der Abkürzung wegen hier immer nur die ersten Glieder der $VP(m)$ usw. gebildet worden sind. Es ist außer den Schwingungszahlen der Linien der Hauptserie sowie der drei anderen Serien (eine Komponente) und der Grenze der Hauptserie keine Konstante benutzt worden.

Die Kombinationsserien würden somit lauten:

P-Serien.

I. Schema $VP(n) - VP(m)$.

$VP(1) - VP(m)$, $(m = 2, 3,$ usw.).

$\pm\nu$	24489,31 $-$ $VP(m)$		λ	24472,10 $-$ $VP(m)$		λ
	berechnet	beobachtet	beob.	berechnet	beobachtet	beob.
$m = 2$	13 300,87	—	—	12 999,13	—	—
$m = 3$	18 086,42	18 087,73	5527,10	18 069,21	18 069,43	5532,7
$m = 4$	20 340,75	20 344,47	4914,0	20 323,54	20 326,28	4918,4
$m = 5$	21 584,09	21 594,70	4629,5	21 566,88	21 577,79	4633,1
$m = 6$	22 343,5	22 352,71	4472,5	22 326,29	22 352,71	4472,5
$m = 7$	22 838,15	22 866,55	4372,0	22 820,94	22 866,55	4372,0

Es handelt sich hier um eine Serie, die früher als dritte Nebenserie angesehen wurde. Ihre Glieder sind sehr unscharf, ungenau gemessen. Aus diesem Grunde ist die Übereinstimmung zwischen Rechnung und Messung befriedigend. Doch würde die Übereinstimmung für sich allein, ohne Rücksicht auf weitere Kombinationen nicht entscheidend sein, da wegen $S(\infty) = D(\infty) = P(1)$ die Grenze der Serie die gleiche sein würde, wie diejenige der Nebenserien, und die Genauigkeit der Messungen nicht ausreicht, um zu entscheiden, ob die Sequenz genau $VP(m)$ ist.

Es würden nun weitere Serien $P(n) - P(m)$ zu bilden sein. Von diesen ist bisher jedoch nichts beobachtet worden.

II. Schema $VD(n) - VP(m)$.

$VD(1) - VP(m)$ $(m = 2, 3$ usw.). Dies liefert:

$$\pm\nu = 12274{,}43 - VP_1(m),$$
$$+\nu = 12274{,}43 - VP_2(m),$$

oder für

		(berechnet)	(beobachtet)	(λ beobachtet)
$m = 2$:	$\pm\nu =$	1101,46	1104,9	9,048 μ
	$\pm\nu =$	1096	1100,5	9,085 μ
$m = 3$:	$\pm\nu =$	5871,54	—	—

Linien mit $VD(2)$ sind nicht beobachtet.

III. Schema $VS(n) - VP(m)$.

Für $n = 1$ erhält man die Hauptserie. $n = 2$ liefert

$$\pm\nu = VS(2) - VP_1(m) = 15705{,}97 - VP_1(m),$$
$$\pm\nu = VS(2) - VP_2(m) = 15709{,}97 - VP_1(m),$$

somit für

	(berechnet)	(beobachtet)	(λ beobachtet)
$m = 2$:	4527,53	4526,9	22084,2
	4533,0	4532,5	22056,9
$m = 3$:	9303,08	—	—

$n = 3$ gibt

$$\pm\nu = VS(3) - VP_1(m) = 8245{,}79 - VP_1(m),$$
$$\pm\nu = VS(3) - VP_1(m) = 8245{,}29 - VP_2(m),$$

somit für

	(berechnet)	(beobachtet)	(λ beobachtet)
$m = 3$:	1842,9	1841	5,430 μ
$m = 4$:	4097,23	—	—

$n = 4$ liefert keine beobachteten Linien mehr.

IV. Schema $VB(n) - VP(m)$.

Für $n = 1$ erhält man

$$\pm\nu = VB(1) - VP_1(m) = 6858{,}62 - VP_1(m),$$
$$\pm\nu = VB(1) - VP_2(m) = 6858{,}62 - VP_2(m).$$

Dies würde unter anderem Linien bei 456 und 2710 liefern, die nicht beobachtet sind.

D-Serien.

I. Schema $VP(n) - VD(m)$.

$n = 1$ liefert die erste Nebenserie. $n = 2$ ergibt

$$\pm\nu = VP_1(2) - VD(m) = 11172{,}97 - VD(m),$$
$$\pm\nu = VP_2(2) - VD(m) = 11178{,}44 - VD(m),$$

somit für

	(berechnet)	(beobachtet)	(λ beobachtet)
$m = 2$:	4275,83	4273,9	23391,0
	4281,3	4279,5	23361,0
$m = 3$:	6761,49	—	—

Für $n = 3$ erhält man

$$\pm \nu = VP_1(3) - VD(m) = 6402{,}89 - VD(m)$$

	(berechnet)	(beobachtet)	(λ beobachtet)
$m = 3$:	1991,32	1990	50230
$m = 4$:	—	—	—

II. Schema $VD(n) - VD(m)$ fehlt.

III. Schema $VS(n) - VD(m)$ fehlt.

IV. Schema $VB(n) - VB(m)$ fehlt.

S-Serien.

I. Schema $VP(n) - VS(m)$.

$n = 1$ liefert die zweite Nebenserie. $n = 2$ gibt

$$\pm \nu = VP_1(2) - VS(m) = 11172{,}97 - VS(m),$$
$$\pm \nu = VP_2(2) - VS(m) = 11178{,}44 - VS(m),$$

somit für

	(berechnet)	(beobachtet)	(λ beobachtet)
$m = 3$:	2927,18	2925	3,418 μ
	2932,65	—	—

Weitere Linien dieser Serie sind nicht beobachtet.

II. Schema $VD(n) - VS(m)$ fehlt.

III. Schema $VS(n) - VS(m)$ fehlt.

IV. Schema $VB(n) - VS(m)$ fehlt.

B-Serien.

I. Schema $VP(n) - VB(m)$.

$n = 1$ liefert

$$\pm \nu = VP_1(1) - VB(m) = 24472{,}10 - VB(m),$$
$$\pm \nu = VP_2(1) - VB(m) = 24489{,}31 - VB(m),$$

somit für

	(berechnet)	(beobachtet)	(λ beobachtet)
$m = 1$:	17613,48	17613,48	5675,92
	17630,69	17630,62	5670,40
$m = 2$:	20083,48	20090,56	4976,1
	20100,69	20103,09	4973,0

Das Glied $m = 4$ von $VB(m)$ ist nicht beobachtet, wohl aber ist ein Paar bei 4665,2 und 4660,2 gemessen worden, das nach seinem Aussehen und nach seiner Lage von den Beobachtern mit den angeführten Paaren zu einer Serie zusammengefaßt wird. Geht man hiervon aus, so kann man den Term $VB(m)$ rückwärts aus den genannten Linien berechnen. Dies würde liefern:

$$VB(3) = 3042{,}68 \text{ oder } 3036{,}90,$$

je nach der benutzten Linie.

Im Mittel hätte man also:

$$VB(3) = 3039{,}79.$$

Weitere Linien sind nicht gemessen.

II. Schema $VD(n) - VB(m)$ fehlt.

III. Schema $VS(n) - VB(m)$ fehlt.

IV. Schema $VB(n) - VB(m)$.

Paschen und Dunz führen unter diesem Schema keine Linien an; vielmehr rechnen sie die in Frage kommenden Linien zu Kombinationen mit der Wasserstoffserie $\frac{N}{m^2}$. Ich stelle deshalb beide Auffassungen nebeneinander.

$n = 1$ liefert

$$\pm \nu = 6858{,}62 - VB(m),$$

somit

	(berechnet)	(beobachtet)	(λ beobachtet)
$m = 2$:	2470,00	2471.6	40449
$m = 3$:	fehlt.		

$n = 2$ liefert

$$\pm \nu = 4388{,}62 - VB(m),$$

somit unter Einführung des berechneten $VB(3)$:

	(berechnet)	(beobachtet)	(λ beobachtet)
$m = 3$:	1348,83	1343,2	7,443
$m = 4$:	fehlt.		

Nach Paschen und Dunz hätte man statt der letzten Kombinationen solche mit der Wasserstoffserie, also:

$$VB(n) - \frac{N}{m^2} \quad \text{oder} \quad \frac{N}{n^2} - \frac{N}{m^2}$$

zu benutzen. Dies liefert:

$$\pm\, \nu = VB(1) - \frac{N}{m^2} = 6858{,}62 - \frac{N}{m^2},$$

oder, für $m = 5$:

$$\nu = 2471{,}62, \text{ beobachtet } 2471{,}6,$$

für $n = 2$, $m = 6$:

$$\nu = 1342{,}1, \text{ beobachtet } 1343{,}2.$$

Endlich würde die zweite Form geben für $n = 5$, $m = 6$:

$$\nu = 1340{,}5, \text{ beobachtet } 1342{,}1.$$

Wie man sieht, bleiben die Abweichungen der verschiedenen berechneten Werte in engen Grenzen, so daß sich über die Richtigkeit der einen oder anderen Auffassung auf diesem Wege keine Entscheidung gewinnen läßt.

§ 73. Wir haben das Beispiel des Natriumspektrums mit so großer Ausführlichkeit behandelt, um die Nachprüfung jedes einzelnen Schrittes zu ermöglichen, und wollen nun die Resultate noch etwas genauer betrachten.

Man erkennt zunächst, daß eine große Zahl von Linien des Natriumspektrums durch die Serienregeln und das Kombinationsprinzip zusammengefaßt werden.

Oberhalb λ 5000 bleiben nur die Linien λ 7377,4, λ 7369,4 und λ 5221 außerhalb des Seriensystems. Unterhalb λ 5000 sind jedoch die zahlreichen Linien des Funkenspektrums und viele Linien des Bogens in Natriumdampf angedeutet, unter ihnen manche von bedeutender Intensität. Man kann danach fragen, ob diese Linien möglicherweise auch noch als Kombinationen der geschilderten Art erkannt werden. Das läßt sich in gewissem Umfang übersehen, wenn man bedenkt, daß es für jede Kombination eine obere Grenze für die Schwingungszahlen, also eine untere Grenze der Wellenlängen gibt, unter der keine Kombinationen mehr liegen können. Schreibt man das Kombinationsschema in der Form (T, R beliebige Serien):

$$VT(n) - VR(m),$$

so erhält man die untere Wellengrenze, indem man für $VT(n)$ seinen größten, für $VR(m)$ seinen kleinsten Wert setzt. Letzterer ist aber in jedem Falle 0. Die unteren Grenzen in den Kombinationsreihen sind also gegeben durch:

$$VP(1),\ VD(1),\ VS(1),\ VB(1);$$

in unserem Falle also durch:

$\nu_1 = 24472$; $\nu = 12274{,}43$; $\nu = 41444{,}87$; $(\nu = 12274{,}43)$
$\nu_2 = 24489$;

somit angenähert:

$\lambda = 4096$ $\lambda = 8146$ $\lambda = 2414$ $\lambda = 8146$,

d. h. es können nur liefern Kombinationen der Form:

$VP(n) - VR(m)$	Linien	oberhalb	λ 4096,
$VD(n) - VR(m)$	„	„	λ 8146,
$VS(n) - VR(m)$	„	„	λ 2414,
$VB(n) - VR(m)$	„	„	λ 8146.

Die auf diesem Wege gefundenen Grenzen werden aber noch bedeutend nach der Seite der längeren Wellen verschoben, wenn man bedenkt, daß das Kombinationsprinzip zugleich aussagt, daß die Linien um so schwächer werden, je höher die Ordnungszahlen n und m sind. In einer bestimmten Kombinationsserie werden demnach die Glieder schnell an Intensität abnehmen. Hat man also keine Glieder niedriger Ordnungszahl gefunden, so ist es ausgeschlossen, daß Glieder höherer Ordnungszahl auftreten. Desgleichen erfordert das Vorhandensein von Serien mit einem bestimmten Werte von n das Vorhandensein von Serien mit kleineren Werten von n. Sieht man sich das Zahlenmaterial des vorigen Paragraphen von diesem Gesichtspunkt an, so findet man, daß die Kombinationsgruppe $VS(n) - VR(m)$, die Linien im Ultraviolett liefern könnte, nur vertreten ist durch die Hauptserie, die Linien $VS(2) - VP(m)$, sowie $VS(3) - VP(m)$, und zwar für kleine Werte von (m). Daraus folgt, daß das Kombinationsprinzip hier überhaupt keine Linien unterhalb λ 22000 liefert. So gelangt man zur zweitniedrigsten Grenze 4096. Es läßt sich also schließen, daß das Kombinationsprinzip keine Linien unterhalb 4096 erklären kann. Da die meisten Funkenlinien unterhalb dieser Grenze liegen, so folgt, daß eine Erklärung bzw. Einordnung derselben durch das Kombinationsprinzip unmöglich ist.

Man erkennt zugleich aus dem Umstand, daß die stärkeren Kombinationslinien nur kleine und wenig verschiedene Werte von n und m aufweisen, daß die meisten Kombinationslinien im weniger brechbaren bzw. ultraroten Teile des Spektrums liegen werden.

§ 74. Die Übereinstimmung zwischen Rechnung und Beobachtung ist bei den angeführten Linien in der Regel befriedigend. Die Abweichungen bleiben innerhalb der Beobachtungsfehler, wie sich hier nicht weiter begründen läßt. Die Beurteilung des Intensitätsverlaufes innerhalb der Kombinationsserien stößt auf große Schwierigkeiten wegen des Mangels an vergleichbaren Intensitätsangaben. Man kann jedoch entweder die vorhandenen Intensitätszahlen wenigstens als Anhalt für die relative Intensität der Linien benutzen, oder den Intensitätsverlauf in einer Serie als Maß ihrer Energie benutzen derart, daß man die Serie, die die größere Anzahl von Gliedern besitzt, als die intensivere bezeichnet. Geordnet nach dem ersten Gesichtspunkt, würde das Grundpaar der Hauptserie, demnächst das zweite Paar der zweiten Nebenserie, demnächst die erste Linie der B-Serie, demnächst die Linie 44449, also $VB(1) - VB(2)$ bzw. $VB(1) - \frac{N}{5^2}$ am intensivsten sein. Die Reihenfolge der Serien wäre also $P > S > B > D$. Nach der Anzahl der beobachteten Glieder würde die Folge sein: $P = 48$, $S = 12$, $D = 10$, $B = 2$. Die B-Serie klingt also sehr schnell ab. Man sollte danach starke Kombinationen der Grundlinien der drei ersten Serien und besonders längere Serien erwarten, wenn die Kombination die Form $VR(n) - VP(m)$ hat.

Die letzte Folgerung findet man in der Tat in gewissem Umfange bei den Kombinationen $VP(n) - VP(m)$ bestätigt, bei denen für den kleinsten Wert von n mehrere Glieder beobachtet sind. Dagegen bildet die Kombination $VD(n) - VB(m)$ mehrere Glieder, obwohl die B-Serie schnell abklingt. Hier sind drei Glieder bekannt, obwohl das dritte Glied der B-Serie selbst nicht beobachtet ist.

Weiter bilden die Glieder von $B(m)$ starke Kombinationen, sowohl unter sich als auch mit $P(n)$, während von Kombinationen zwischen $S(n)$ und $D(m)$, sowie $D(n)$ und $P(m)$ nur in den niedrigsten Ordnungszahlen gefunden sind. Kombinationen von $S(m)$ und $D(m)$ fehlen gänzlich, obwohl sie in gut bekannte Spektralbezirke fallen müßten.

§ 75. Die Folgerungen, die man aus dem einen Beispiele des Natriums ziehen kann, bestätigen sich bei der Betrachtung der übrigen Elemente, bei denen ich mich kürzer fassen muß. Ich lasse daher zunächst eine Reihe von Tabellen folgen, deren Material ich zum großen Teile dem Buche von Dunz*) entnehme, dessen Anordnung ich auch in einigen Tabellen folge. Man findet also zunächst eine Tabelle der Seriengrenzen, geordnet nach den Gruppen des natürlichen Systems. Die zweite Tabelle bringt die Schwingungszahlen der ersten Glieder aller beobachteten Serien in der gleichen Anordnung. Die zusammenfallenden ersten Glieder der P- und S-Serien sind dabei nur einmal angeführt, so daß die angegebenen Schwingungszahlen immer die Stelle bezeichnen, von der aus die Serien nach größeren Schwingungszahlen hinlaufen. Die dritte Tabelle gibt die gemessenen Differenzen der Schwingungszahlen der Paare und Triplets gesondert; man würde sie auch direkt aus den Grenzen der Tabelle 1 entnehmen können. Weitere vier Tabellen (Nr. 4, 5, 6, 7) geben die Werte $VP(m)$, $VD(m)$, $VS(m)$, $VB(m)$ in der gleichen Anordnung. Sie sind erhalten, indem die Schwingungszahlen der wirklich beobachteten Serienlinien jedesmal von den betreffenden Grenzen abgezogen wurden. Fehler in diesen gehen also additiv in die angeführten Werte ein, fallen jedoch bei der Differenzbildung nach dem Kombinationsprinzip heraus. In weiteren vier Tabellen findet man dieselben Werte $VP(m)$, $VD(m)$, $VS(m)$, $VB(m)$ nach ihrer Größe geordnet (Nr. 8, 9, 10, 11). Für die Werte $VS(m)$ sind dabei aus noch zu erörternden Gründen zwei verschiedene Anordnungen gegeben (Nr. 10 und 11). Endlich bringen die Tabellen 12 und 13 noch die Terme $VS(m)$ bzw. $VD(m)$ für einige Serien, die sich nicht in derselben Weise wie die anderen Serien der Größe nach einordnen ließen.

Mittels der angegebenen Tabellen ist es nun möglich, die von dem Kombinationsprinzip vorausgesagten Kombinationen zu bilden, und sie mit der Erfahrung zu vergleichen, indem man in passender Weise Differenzen der in der Tabelle gegebenen Zahlen bildet. Die Tabellen enthalten also im gewissen Sinne das Beobachtungsmaterial. Außerdem sind sie wertvoll, weil sie einen Überblick

*) B. Dunz, Die Seriengesetze der Linienspektra. Diss., Tübingen 1911. Auch als Buch erschienen, S. Hirzel, Leipzig 1911.

Tabelle 1. Grenzen der Serien.

Element	$P_I(\infty)$	$D_I(\infty) = S_I(\infty)$	$B_I(\infty)$	$P_{II}(\infty)$	$D_{II}(\infty) = S_{II}(\infty)$	$B_{II}(\infty)$	$P_{III}(\infty)$	$D_{III}(\infty) = S_{III}(\infty)$	$B_{III}(\infty)$	$R(\infty)$
H . . .	48 764	27 429	12 186	48 764	27 419	12 186	48 744	27 429	12 186	*)
He . . .	32 031	27 173	12 204	38 453	29 221 29 222	12 208	—	—	—	—
Li . . .	—	—	—	43 484	28 581	12 202	—	—	—	—
Na . . .	—	—	—	41 445	24 472 24 489	12 274	—	—	—	—
K . . .	—	—	—	35 006	21 963 22 020	13 471	—	—	—	—
Rb . . .	—	—	—	33 685	20 868 21 106	14 330	—	—	—	—
Cs . . .	—	—	—	31 407	19 674 20 228	16 809 16 907	—	—	—	—
Cu . . .	—	—	—	62 306	31 523 31 771	12 372 12 366	—	—	—	—
Ag . . .	—	—	—	61 093	30 621 31 542	12 351	—	—	—	—
Mg . . .	—	26 613	—	?	?	?	20 467	39 752 39 793 39 813	13 707	—
Ca . . .	—	27 510	—	?	60 423 60 646	28 929	17 761	33 983 34 089 34 142	28 929 28 950 28 964	49 353

Sr . . .	—	25 745	—	—	55 029 55 830	—	—	31 026 31 420 31 607	27 605 27 705 27 766	45 895
Ba . . .	—	—	—	—	49 926 51 616	—	?	?	?	48 318
Zn . . .	19 972	29 015	—	—	—	—	22 090	42 871 43 260 43 450	12 986 12 990 12 984	—
Cd . . .	19 224	28 842	—	—	—	—	21 050	40 707 41 878 42 420	13 088 13 036 13 019	—
Hg . . .	20 254	30 112	—	—	—	—	21 829	40 136 44 266 46 534	12 749 12 784 12 844	—
Al . . .	—	—	—	22 933	48 167 48 280	15 845	—	—	—	—
Sn . . .	—	—	—	—	44 466 46 679	—	—	—	—	—
Tl . . .	—	—	—	22 786	41 470 49 263	13 146 13 064	—	—	—	—
O . . .	33 042	21 206	—	—	—	—	36 068	23 203 23 208 23 211	—	—
S . . .	—	—	—	—	—	—	—	20 085 20 103 20 114	—	—
Se . . .	—	—	—	—	—	—	—	19 267 19 371 19 416	—	—

*) Zahlen korrigiert nach A. Fowler, Monthl. Not. 73, 62—71 (1912).

Tabelle 2: Erste Glieder der Serien*).

Element	$P_I(1)$	$D_I(1)$	$S_I(1)$	$B_I(1)$	$P_{II}(1)$	$D_{II}(1)$	$S_{II}(1)$	$B_{II}(1)$	$P_{III}(1)$	$D_{III}(1)$	$S_{III}(1)$	$B_{III}(1)$	$R(m)$
H . . .	21 334	15 233	9871 **)	5 332	—	—	—	—	—	—	—	—	—
He . . .	4 857	13 970	13 729	5 348	9 231	17 114 17 118	14 149 14 148	5 351	—	—	—	—	—
Li . . .	—	—	—	—	14 903	16 379	12 301	5 347	—	—	—	—	—
Na . . .	—	—	—	—	16 973 16 956	12 215 12 198	7 782 7 766	5 416	—	—	—	—	—
K . . .	—	—	—	—	13 043 12 985	8 552 8 493	8 040 7 983	6 592	—	—	—	—	—
Rb . . .	—	—	—	—	12 817 12 579	6 776 6 538	7 552 7 315	7 437	—	—	—	—	—
Cs . . .	—	—	—	—	11 733 11 178	3 321 2 767	7 357 6 803	9 972 9 875	—	—	—	—	—
Cu . . .	—	—	—	—	30 783 30 535	19 158 19 151	12 601 12 352	5 495	—	—	—	—	—
Ag . . .	—	—	—	—	30 472 30 551	19 191 18 271	13 003 12 083	5 439	—	—	—	—	—
Mg . . .	—	11 352	—	—	35 760 35 668	35 831 35 739	34 135 34 048	—	6 654 6 650 6 650	26 106 26 086 26 045	19 346 19 326 19 285	6 720	—
Ca . . .	—	20 495	19 828	—	—	11 763 11 541	25 414 25 191	22 153	5 036 5 020 5 012	5 019 5 125 5 177	16 381 16 329 16 223	21 834 21 820 21 799	14 672
Sr . . .	—	19 390	—	—	—	9 959 9 159	23 715 23 518	—	—	3 842 3 655 3 260	14 721 14 533 14 139	20 591 20 533 20 435	41 174

Ba . . .	—	—	—	—	—	12 176 10 493	21 952 20 261	—	—	—	—	13 894 13 523 12 645	32 554
Zn . . .	7 121	15 713	9 043	—	—	—	49 354 48 482	—	7 658 7 602 7 575	30 457 30 267 29 878	21 360 21 170 20 781	6 060	—
Cd . . .	6 597? 43 691?	15 527	9 617	—	—	—	46 618 44 134	—	7 172 6 977 6 907	29 371 28 829 27 658	21 369 20 827 19 656	6 066	—
Hg . . .	7 366? 54 066?	17 264	9 859	—	—	—	—	—	8 856 7 811 7 165	33 690 31 923 27 292	24 704 22 937 18 307	5 843	54 066
Al . . .	—	—	—	—	7 617 7 602	32 434 32 323	25 347 25 335	8 882	—	—	—	—	—
Sn . . .	—	—	—	—	—	32 891 30 679	24 373 22 160	—	—	—	—	—	—
Tl . . .	—	—	—	—	8 683 7 682	36 117 28 324	26 477 18 684	6 201 6 118	—	—	—	—	—
O . . .	11 836	8 857	7 594	—	—	—	—	—	12 863 12 859 12 857	10 791	8 852 8 852 8 847	—	—
S . . .	nicht beobachtet				nicht beobachtet				nicht beobachtet				—
Se . . .													

*) In der Hauptserie $[P(m)]$ und der zweiten Nebenserie $[S(m)]$ ist immer nur das erste oder zweite Glied angegeben, das Glied mit dem Index 0 weggelassen, da es mit dem ersten Glied der Hauptserie bzw. zweiten Nebenserie zusammenfällt. Infolgedessen gehen die Zahlen immer von größeren zu kleineren Wellenlängen. Welches das erste, gemeinsame Glied von $S(m)$ und $P(m)$ ist, läßt sich ohne weiteres aus der Schwingungszahl erkennen. $R(m)$ bedeutet Serien einfacher Linien, die sich nicht in das Schema einfügen. Die Zusammenstellung enthält viel Hypothetisches. — **) Nur berechnet. Fowler mißt als erstes Glied 18478.

Tabelle 3. Differenzen der Schwingungszahlen von Paaren ($\Delta\nu$) und Triplets ($\Delta\nu_1$, $\Delta\nu_2$).

	$\Delta\nu$	$\Delta\nu_1$	$\Delta\nu_2$
He	1	—	—
Na	17	—	—
K	58	—	—
Rb	237	—	—
Cs	552	—	—
Cu	249	—	—
Ag	921	—	—
Mg	91	41	20
Ca	223	106	52
Sr	801	394	187
Ba	1690	878	370
Zn	872?	389	190
Cd	2484?	1171	542
Hg	—	4632	1769
Al	112	—	—
In	2213	—	—
Tl	7793	—	—
O	—	3,7	2,1
S	—	18,2	11,1
Se	—	104	45

über die Verteilung der Serien innerhalb des natürlichen Systems der Elemente geben. Sie sollen von diesem Gesichtspunkte aus später noch besprochen werden. Es ist jedoch zu beachten, daß in den Tabellen vieles Hypothetische steckt. Zunächst ist die Berechnung nach dem beim Natrium ausführlich angegebenen Schema durchgeführt. Es ist also immer nur eine Grenze einer Serie mittels einer Serienformel aus den Beobachtungen berechnet*). Die übrigen sind mittels der Rydberg-Schusterschen Regel aus der einen Grenze abgeleitet. Infolgedessen geht einmal jeder bei Berechnung der einen Grenze begangene Fehler

*) Aus diesem Grunde wäre es von Interesse, alle Seriengrenzen, soweit möglich, auch direkt zu berechnen.

in alle anderen Zahlen ein. Dies wäre jedoch von geringerer Bedeutung. Denn bei der Differenzenbildung würde, wie schon erwähnt, dieser Fehler herausfallen, also die Berechnung in gewissem Sinne von der benutzten Serienformel und dem Verfahren zur Ermittelung der Grenze durchaus unabhängig werden. Von größerer Bedeutung ist dagegen, daß, wie früher nachgewiesen, die Rydbergsche Regel selbst als Hypothese zu bezeichnen ist, so daß das Verfahren schließlich erst durch seine Erfolge gerechtfertigt wird. Auch in der Einteilung der Serien und der Zuordnung der Linien zu ihnen steckt vieles Zweifelhafte. Es muß jedoch hier von einer Diskussion der einzelnen Linien abgesehen werden, da dazu eine Heranziehung des gesamten Materiales an Spezialuntersuchungen der Spektra erforderlich wäre.

§ 76. Es empfiehlt sich zunächst, im allgemeinen einen Blick auf die Linien zu werfen, die sich tatsächlich als Kombinationen vorausberechnen lassen. Dazu seien zunächst die Kombinationen des Typus $VP(n) - VP(m)$ als Beispiel herausgegriffen. Man findet in der Tabelle 14 die Kombinationen $VP(1) - VP(m)$ zusammengestellt, und zwar für die kleinsten Werte von m, für die erhebliche Intensitäten zu erwarten sind. Die wirklich beobachteten Linien sind in der Tabelle durch Fettdruck gekennzeichnet. Der Fehler $=$ beobachtete minus berechnete Schwingungszahl, ist ebenfalls angegeben (Tabelle 15).

Man sieht zunächst, daß für eine Reihe von Elementen, z. B. Li, Na, Zn, Cd, Tl Kombinationslinien der fraglichen Art gefunden sind. Die zahlenmäßige Übereinstimmung ist in der Regel leidlich, wenn man bedenkt, daß die Linien bei manchen Elementen, z. B. bei Li und Na sehr unscharf sind. In anderen Fällen, z. B. bei Aluminium und Cadmium übersteigen indes die Fehler wohl die Fehlergrenze der Messungen. Viel schwerer ins Gewicht fällt indes die Systemlosigkeit, mit der die Kombinationslinien auftreten. So sind in einigen Fällen zwar die höheren Glieder vorhanden, z. B. beim Aluminium, die Glieder niedriger Ordnung fehlen indes anscheinend, obwohl sie intensiver sein und in gut bekannte Spektralbezirke fallen müßten. In anderen Fällen zeigt ein Element eine vollständige Serie der fraglichen Linien bis zu hohen Ordnungszahlen, wie z. B. das Natrium, während nahe verwandte Elemente aus derselben Gruppe die

Tabelle 4. Die Werte $VP(m)$*) geordnet nach den Gruppen des natürlichen Systems.

m	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
H	27 430	12 189	6 856	4 390	3 047**)	2 238**)	1 714**)	1 354**)	1 097**)	—	—	—
He I	27 174	12 099	6 817	4 367	3 035	2 230	1 708	1 349	1 093	903	759	—
He II	29 222	12 745	7 093	4 509	3 117	2 283	1 743	1 375	1 111	917	—	—
Li	28 581	12 560	7 017	4 473	3 094	2 269	1 735	1 372	1 113	916	771	657
Na II	24 489	11 178	6 403	4 149	2 905	2 146	1 651	1 307	1 063	881	740	632
Na II	24 472	11 173	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
K II	22 021	10 307	6 007	3 937	2 782	2 066	1 597	1 270	1 034	862	728	612
K II	21 963	10 286	5 899	3 932	2 779	—	—	—	—	—	—	—
Rb II	21 106	9 971	5 851	3 852	2 727	2 035	1 577	1 246	1 017	845	714	610
Rb II	20 868	9 893	5 816	3 832	2 716	—	—	—	—	—	—	—
Cs II	20 238	9 642	5 699	3 768	2 656	1 989	1 553	1 240	992	832	716	608
Cs II	19 674	9 461	5 619	3 725	—	—	—	—	—	—	—	—
Cu II	31 771	12 960**)	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
Cu II	31 523	12 925	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
Ag II	31 542	12 799**)	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
Ag II	31 622	12 595	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
Mg III . . .	39 813	13 816	7 410	4 637	3 181	—	—	—	—	—	—	—
Mg III . . .	39 793	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
Mg III . . .	39 752	13 813	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
Ca I? . . .	—	7 681	5 429	3 933	2 877	2 153	1 703	1 383	1 129	—	—	—
Ca III . . .	34 142	12 749	7 289	—	—	—	—	—	—	—	—	—
Ca III . . .	34 089	12 741	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
Ca III . . .	33 988	12 724	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—

Sr I?	—	—	4 721	3 426	2 599	1 990	1 542	1 245	1 025	—	—	—
Ba I?	15 765	9 823	6 314	—	—	—	—	—	—	—	—	—
Zn I	29 015	12 851	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
Zn III . . .	43 450	14 515	7 692	4 786	3 267	2 372	—	—	—	—	—	—
Zn III . . .	43 260	14 489	7 682	4 781	3 264	2 370	—	—	—	—	—	—
Zn III . . .	42 871	14 432	7 661	4 771	3 258	2 367	—	—	—	—	—	—
Cd I	28 842	12 627	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
Cd III . . .	42 420	14 143	7 539	4 705	3 221	2 328	—	—	—	—	—	—
Cd III . . .	41 878	14 073	7 514	4 693	3 214	—	—	—	—	—	—	—
Cd III . . .	41 707	14 899	7 442	4 660	3 195	—	—	—	—	—	—	—
Hg I	30 113	12 887	5 369	4 218	3 028	2 239	1 719	1 356	1 099	—	—	—
Hg III . . .	46 534	—	7 734	4 805	3 279	2 380	1 757	1 385	1 115	919	772	658
Hg III . . .	44 766	14 664	7 714	4 768	3 264	2 373	—	—	—	—	—	—
Hg III . . .	40 136	13 761**)	7 757	4 604	3 159	2 307	—	—	—	—	—	—
Al II	48 280	15 331	8 009	4 946	3 352	—	—	—	—	—	—	—
Al II	48 167	15 316	8 003	4 943	3 351	—	—	—	—	—	—	—
In?	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
Tl II	49 263	15 104	7 895	4 883	3 325	2 410	1 822	1 416	1 135	933	805	—
Tl II	41 470	15 103	7 523	4 701	3 220	2 347	1 787	—	—	—	—	—
O I	21 206	10 157	5 968	—	—	—	—	—	—	—	—	—
O III . . .	23 211	10 744	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
O III . . .	23 208	10 743	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
O III . . .	23 205	10 742	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—

*) Die Zahlen sind meist nach B. Dunz, Dissertation, Tübingen 1911, gegeben. Glieder von höherer Ordnung als $m = 12$ sind weggelassen. Die Zählung geht durchweg der Übersicht wegen von $m = 1$ ab. — **) Nur berechnet. Die zweite „Hauptserie" Fowlers ist hier weggelassen. Sie würde die Form $VS(1)—VS(m)$ haben.

Tabelle 5. Die Werte $VD(m)$ geordnet nach den Gruppen des natürlichen Systems*).

m	1	2	3	4	5	6	7	8	9
H	12 186	6 855	4 387	3 047	2 238	1 714	1 354	1 097	906
He I	12 204	6 863	4 391	3 049	2 239	1 714	1 354	1 097	906
He II	12 208	6 865	4 393	3 049	2 240	1 715	1 355	1 097	906
Li	12 203	6 863	4 389	3 047	2 239	1 700	1 345	—	—
Na	12 274	6 897	4 412	3 061	2 250	1 719	—	—	—
K	13 471	7 610	4 821	3 311	2 409	1 831	1 436	—	—
Rb**)	14 330	7 985	4 998	3 406	2 464	1 865	1 459	1 179	—
Rb	—	7 981	4 996	3 404	2 463	1 862	1 450	1 174	—
Cs**)	16 907	8 818	5 359	3 595	2 578	1 939	1 511	1 211	999
Cs	16 809	8 775	5 337	3 584	2 571	1 934	1 508	1 210	991
Cu	12 372	6 920	4 418	—	—	—	—	—	—
Ag	12 350	6 891	4 394	3 036	—	—	—	—	—
Mg I	15 261	8 530	5 356	3 642	2 626	1 980	1 539	—	—
Mg III	13 707	7 472	4 699	3 225	2 348	1 787	1 381	—	—
Ca I	7 016	4 554	3 180	2 347	1 810	—	—	—	—
Ca II	72 186	28 999	13 556	—	—	—	—	—	—
Ca III**)	28 964	11 552	6 557	4 250	2 995	2 264	—	—	—
Ca III	28 950	11 548	6 555	4 249	—	2 260	—	—	—
Ca III	28 927	11 542	6 552	4 247	2 991	2 255	1 754	—	—
Sr I	6 356	4 375	3 055	2 245	—	—	—	—	—
Sr II	64 989	26 260	—	4 930	—	—	—	—	—
Sr III**)	27 766	10 919	6 239	4 060	2 858	2 117	—	—	—
Sr III	27 706	10 903	6 235	4 055	2 852	—	—	—	—
Sr III	27 605	10 880	6 221	4 049	2 848	2 113	1 626	—	—

Ba II	62 106	25 930	10 267	5 206	1 290	—	—	—	—
Ba II	61 478	—	—	5 154	1 250	—	—	—	—
Ba III**	—	11 292	6 278	4 025	—	—	—	—	—
Ba III	—	11 237	6 225	4 013	2 814	2 073	—	—	—
Ba III	—	11 169	6 204	3 999	2 807	—	—	—	—
Zn I	13 302	7 423	4 714	3 249	—	1 744	—	—	—
Zn III**	12 994	7 183	4 551	3 148	2 290	—	—	—	—
Zn III	12 990	7 182	—	—	2 288	—	—	—	—
Zn III	12 986	7 180	4 548	3 173	—	—	—	—	—
Cd I	13 315	7 401	4 700	3 241	—	—	—	—	—
Cd III**	13 048	7 181	4 546	3 136	2 294	—	—	—	—
Cd III	13 037	7 176	4 542	3 134	—	—	—	—	—
Cd III	13 019	7 167	4 537	3 130	2 286	—	—	—	—
Hg I	12 848	7 118	4 522	3 124	—	—	—	—	—
Hg III	12 844	7 096	4 502	3 109	—	—	—	—	—
Hg III	12 784	7 073	4 489	3 103	—	—	—	—	—
Hg III	12 749	7 051	4 479	3 094	—	—	—	—	—
Al	15 845	9 351	6 047	4 113	2 936	2 187	1 684	1 335	1 093
Al**	15 844	9 347	6 043	4 112	2 935	—	—	—	—
In	13 788	7 632	4 844	3 341	2 456	1 866	1 468	1 186	978
In**	18 764	7 582	4 818	3 322	—	—	—	—	—
Tl	13 146	7 252	4 592	3 165	2 314	1 773	1 403	1 138	949
Tl**	13 064	7 215	4 571	3 153	2 306	1 759	1 386	1 120	923
O I	12 349	6 930	4 429	3 072	2 255	1 721	1 360	1 104	—
O III	12 417	6 971	4 451	3 086	2 264	1 731	1 367	1 106	—
S III	—	—	5 290	3 568	2 565	1 932	1 507	1 208	—
Se III	—	—	5 112	3 462	2 498	1 887	1 472	1 184	973

*) Die Zahlen der Tabelle sind zum größten Teil aus B. Dunz, Dissertation, Tübingen 1911, entnommen.
**) Satelliten und Hauptlinien (zweite bzw. dritte Zeile).

Tabelle 6. Die Werte $VS(m)$ geordnet nach den Gruppen des natürlichen Systems.

$m =$	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
H . . .	48 744	17 548	8 952	5 410	3 620	2 587	1 942	1 525	1 218	995
He I . .	32 031	13 445	7 369	4 646	3 195	2 331	1 775	1 397	1 128	—
He II . .	38 453	15 073	8 011	4 963	3 374	2 442	1 848	1 448	1 165	957
Li . . .	43 484	16 281	8 474	5 187	3 499	2 535	—	—	—	—
Na . . .	41 445	15 706	8 246	5 074	3 435	2 482	1 872	1 457	—	—
K. . . .	35 006	13 980	7 557	4 732	3 242	2 359	1 795	1 412	1 142	—
Rb . . .	33 685	13 553	7 374	4 639	3 187	2 325	1 770	—	—	—
Cs . . .	31 407	12 871	7 091	4 498	3 107	2 277	1 740	—	—	—
Cu . . .	62 306	19 171	9 459	5 636	3 747	—	—	—	—	—
Ag . . .	61 093	18 539	9 208	5 516	3 676	—	—	—	—	—
Mg I . .	—	—	—	4 453	3 095	2 270	1 733	—	—	—
Mg III .	—	20 467	9 792	5 774	3 812	2 705	2 019	—	—	—
Ca I . .	—	—	7 682	5 427	3 932	2 880	2 175	—	—	—
Ca II . .	85 838	33 672	15 166	—	—	—	—	—	—	—
Ca III . .	—	17 761	8 826	5 320	3 563	2 563	1 918	—	—	—
Sr I. . .	—	—	—	4 721	3 435	2 566	1 959	—	—	—
Sr II . .	79 545	31 810	14 584	6 317	—	—	—	—	—	—
Sr III . .	—	16 887	8 501	5 164	3 475	2 501	—	—	—	—
Ba II . .	71 877	29 524	13 855	6 198	—	—	—	—	—	—
Zn I . .	75 759	19 972	9 723	5 758	3 808	2 699	—	—	—	—
Zn III . .	—	22 090	10 330	6 017	3 942	2 779	2 066	—	—	—
Cd I. . .	72 533	19 224	9 448	5 630	3 735	2 664	1 989	—	—	—
Cd III . .	—	21 050	9 971	5 853	3 852	2 728	2 010	1 558	—	—
Hg I . .	84 178	20 254	9 777	5 777	3 816	—	—	—	—	—
Hg III .	—	21 829	10 219	5 963	3 911	2 766	—	—	—	—
Al . . .	—	22 933	10 591	6 137	4 009	2 829	—	—	—	—
Zn . . .	—	22 307	10 378	6 043	3 962	2 800	2 073	1 613	1 238	—
Tl . . .	—	22 786	10 518	6 098	3 967	2 808	2 087	1 617	1 278	1 032
O II . .	33 042	13 612	7 425	4 673	3 210	2 341	1 780	1 401	1 130	—
O III . .	36 068	14 358	7 720	4 818	3 292	2 391	1 816	1 424	—	—
S III . .	31 500	—	—	4 502	3 111	2 279	1 741	—	—	—
Se III . .	30 400	—	—	4 449	3 085	2 261	1 729	—	—	—

Tabelle 7. Werte von $VB(m)$, geordnet nach den Gruppen des natürlichen Systems.

$m =$	1	2	3	4	5	6	7
H	6 855	4 386	3 047 *)	2 238 *)	—	—	—
He I	6 857	4 388	—	—	—	—	—
He II . . .	6 856	4 389	—	—	—	—	—
Li	6 855	4 381	—	—	—	—	—
Na	6 859	4 389	—	—	—	—	—
K	6 879	4 405	3 058	2 245	1 716	—	—
Rb	6 893	4 414	3 064	2 248	—	—	—
Cs	6 935	4 442	3 077	2 263	1 732	1 369	1 094
Cu	6 877	—	—	—	—	—	—
Ag	6 892	4 385	—	—	—	—	—
Mg III . . .	6 987	4 462	—	—	—	—	—
Ca III . . .	6 775	4 299	2 921	—	—	—	—
Ca III . . .	7 130	4 538	3 137	2 298	1 753	—	—
Sr III . . .	7 173	4 561	3 149	2 302	1 755	—	—
Zn III . . .	6 926	—	—	—	—	—	—
Cd III . . .	6 953	4 441	—	—	—	—	—
Hg III . . .	6 941	4 432	—	—	—	—	—
Al	6 963	4 452	—	—	—	—	—
Tl	6 945	4 440	—	2 245	—	—	—

Tabelle 8. Tabelle der gemessenen und berechneten Werte von $VP(m)$, nach der Größe geordnet**).

$m =$	1	2	3	4	5	6	7	8
Ca II. . . .	60 646	—	—	—	—	—	—	—
Ca II. . . .	60 423	—	—	—	—	—	—	—
Sr II	55 830	—	—	—	—	—	—	—
Sr II	55 029	—	—	—	—	—	—	—
Ba II. . . .	51 616	—	—	—	—	—	—	—
Ba II. . . .	49 926	—	—	—	—	—	—	—
Al II. . . .	48 280	15 331	8 009	4 946	3 352	—	—	—
Al II. . . .	48 167	15 315	8 003	4 943	3 351	—	—	—
Tl II. . . .	49 263	15 104	7 895	4 883	3 325	2 410	1 822	—
In II. . . .	46 679	—	—	—	—	—	—	—
Hg III . . .	46 534	—	7 734	4 805	3 279	2 380	1 757	1 385
Hg III . . .	44 766	14 518	7 714	4 768	3 264	2 373	—	—
In II. . . .	44 466	—	—	—	—	—	—	—
Zn III . . .	43 450	14 515	7 692	4 786	3 266	2 372	—	—
Zn III . . .	43 260	14 489	7 661	4 770	3 258	2 367	—	—

*) Nur berechnet. — **) Zahlen nach B. Dunz, Dissertation, Tübingen 1911. Die römische Ziffer bezeichnet hier das Seriensystem, so daß I Serien einfacher Linien, II Dublets, III Triplets bedeuten.

Fortsetzung von Tabelle 8.

$m =$	1	2	3	4	5	6	7	8
Cd III . . .	42 420	14 144	7 539	4 705	3 220	—	—	—
Tl II	41 470	14 102	7 522	4 701	3 220	2 347	1 787	1 416
Cd III . . .	41 878	14 073	7 514	4 693	3 214	—	—	—
Cd III . . .	40 707	13 899	7 442	4 660	3 195	2 328	—	—
Mg III . . .	39 813	—	—	—	—	—	—	—
Mg III . . .	39 793	13 816	—	—	—	—	—	—
Mg III . . .	39 752	13 813	7 410	4 637	3 181	—	—	—
Hg III . . .	40 136	13 761	7 357	4 604	3 159	2 307	1 757	1 385
Ca III . . .	34 142	12 749	—	—	—	—	—	—
Ca III . . .	34 089	12 741	—	—	—	—	—	—
Ca III . . .	33 983	12 725	7 289	—	—	—	—	—
Cu II. . . .	31 771	12 960	—	—	—	—	—	—
Sr III . . .	31 607	—	—	—	—	—	—	—
Ag II . . .	31 542	12 799	—	—	—	—	—	—
Cu II. . . .	31 523	12 925	—	—	—	—	—	—
Sr III . . .	31 420	—	—	—	—	—	—	—
Sr III . . .	31 026	—	—	—	—	—	—	—
Ag II . . .	30 622	12 595	—	—	—	—	—	—
Hg I. . . .	30 112	12 887	—	—	—	—	—	—
Ba III . . .	29 721	—	—	—	—	—	—	—
Ba III . . .	29 350	—	—	—	—	—	—	—
He II . . .	29 222	—	—	—	—	—	—	—
Zn I	29 015	12 851	7 154	4 512	3 136	2 292	1 749	—
He II . . .	29 221	12 745	7 093	4 509	3 117	2 283	1 743	1 375
Cd I	28 841	12 628	7 033	4 475	3 096	2 269	—	—
Li	28 581	12 560	7 017	4 473	3 094	2 269	1 735	1 372
Ba III . . .	28 472	—	—	—	—	—	—	—
H I	27 430	12 189	6 856	4 390	3 047	2 238	1 714	1 354
He I	27 174	12 099	6 817	4 367	3 034	2 230	1 708	1 349
Mg I	26 613	—	—	—	—	—	—	—
Na II . . .	24 489	11 178	—	—	—	—	—	—
Na II . . .	24 472	11 173	6 403	4 149	2 905	2 146	1 651	1 307
O III. . . .	23 211	10 744	—	—	—	—	—	—
O III. . . .	23 208	10 743	—	—	—	—	—	—
O III. . . .	23 205	10 742	—	—	—	—	—	—
K II	22 021	10 307	6 007	3 937	2 781	—	—	—
K II	21 963	10 286	5 999	3 932	2 779	2 066	1 597	1 270
O I	21 206	10 157	5 968	—	—	—	—	—
Rb II . . .	21 106	9 971	5 851	3 852	2 727	—	—	—
Rb II . . .	20 868	9 893	5 816	3 832	2 716	2 035	1 577	1 246
Cs II. . . .	20 238	9 642	5 699	3 768	2 656	1 989	1 553	1 240
S III	20 114	—	—	—	—	—	—	—
S III	20 103	—	—	—	—	—	—	—
S III	20 085	—	—	—	—	—	—	—
Cs II	19 674	9 461	5 619	3 725	2 656	—	—	—
Se III . . .	19 416	—	—	—	—	—	—	—
Se III . . .	19 371	—	—	—	—	—	—	—
Se III . . .	19 267	—	—	—	—	—	—	—

Tabelle 9.

Tabelle der gemessenen und berechneten Werte $VD(m)$*), geordnet nach der Größe.

$m =$	1	2	3	4	5	6	7	8	9
Ca II . .	72 186	28 999	13 556	—	—	—	—	—	—
Sr II . .	64 989	26 260	—	—	—	—	—	—	—
Ba II . .	62 106	25 926	10 267	5 207	—	—	—	—	—
Ca III . .	28 964	11 552	6 556	4 250	2 996	2 264	1 760	—	—
Sr III . .	27 766	10 919	6 239	4 060	2 858	2 117	1 627	—	—
Ba III . .	—	11 292	6 278	4 025	2 830	2 075	—	—	—
Al II . .	15 845	9 351	6 047	4 114	2 936	2 187	1 684	1 335	1 093
Cs II . .	16 907	8 818	5 359	3 595	2 578	1 939	1 511	—	—
Mg I . .	15 261	8 530	5 357	3 641	2 626	1 970	1 539	—	—
S III . .	—	—	5 290	3 568	2 566	1 932	1 507	1 208	—
Se III . .	—	—	5 112	3 462	2 498	1 888	1 472	1 184	—
Rb II . .	14 330	7 985	4 999	3 406	2 464	1 865	1 459	1 179	—
Sn II . .	13 788	7 632	4 844	3 341	2 456	1 868	1 468	1 187	979
K II. . .	13 471	7 610	4 821	3 311	2 409	1 831	1 486	—	—
Zn I. . .	13 302	7 423	7 714	3 249	—	—	—	—	—
Mg III .	13 707	7 472	4 699	3 225	—	—	—	—	—
Cd I. . .	13 315	7 401	4 700	3 241	—	—	—	—	—
Tl II . .	13 146	7 252	4 591	3 165	2 314	1 774	1 403	1 138	250
Zn III . .	12 994	7 183	4 551	3 138	2 290	1 744	—	—	—
Cd III . .	13 048	7 181	4 546	3 136	2 294	—	—	—	—
Hg I . .	12 848	7 118	4 522	3 124	—	—	—	—	—
Hg III. .	12 844	7 096	4 502	3 109	—	—	—	—	—
O III . .	12 417	6 971	4 451	3 086	2 264	1 731	1 367	1 106	—
O I . . .	12 349	6 930	4 429	3 072	2 255	1 721	1 360	1 104	—
Na II . .	12 274	6 897	4 412	3 061	2 250	1 719	—	—	—
He II . .	12 208	6 865	4 393	3 049	2 240	1 715	1 355	1 097	907
He I . .	12 204	6 863	4 391	3 049	2 240	1 714	1 354	1 097	906
Li I . . .	12 203	6 863	4 389	3 047	2 239	1 699	1 345	—	—
H I . . .	12 186	6 855	4 387	3 047	2 238	1 713	1 354	1 097	906

*) Die Bezeichnung ist die gleiche wie in Tabelle 7.

Tabelle 10.
Tabelle der gemessenen und berechneten Werte $VS(m)$, geordnet nach der Größe*).

m =	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
Ca II?	85 838	33 672	15 166	—	—	—	—	—	—	—
Sr II?	79 545	31 810	14 584	—	—	—	—	—	—	—
Ba II?	71 877	29 524	13 855	—	—	—	—	—	—	—
Al II	—	22 933	10 591	6 137	4 009	2 829	—	—	—	—
Tl II	—	22 786	10 518	6 098	3 967	2 808	2 087	1 617	1 278	1 032
In II	—	22 307	10 378	6 043	3 962	2 800	2 073	1 613	1 238	—
Zn III	—	22 090	10 331	6 017	3 942	2 779	2 066	—	—	—
Hg III	—	21 829	10 219	5 963	3 911	2 766	—	—	—	—
Cd III	—	21 050	9 971	5 853	3 852	2 728	2 010	1 558	—	—
Mg III	—	20 467	9 792	5 774	—	—	—	—	—	—
Hg I?	84 178	20 254	9 777	5 777	3 816	—	—	—	—	—
Zn I?	75 759	19 972	9 723	5 758	3 808	2 699	—	—	—	—
Cd I?	72 533	19 224	9 448	5 630	3 735	2 664	1 989	—	—	—
Cu II	62 306	19 173	9 459	5 636	3 747	—	—	—	—	—
Ag II	61 093	18 539	9 208	5 516	2 676	—	—	—	—	—
H. . .	48 744	17 548	8 952	5 410	3 620	2 587	1 942	1 525	1 218	995
Ca III	—	17 761	8 826	5 320	3 563	2 563	—	—	—	—
Sr III	—	16 887	8 501	5 164	3 475	2 501	—	—	—	—
Li I	43 484	16 281	8 474	5 187	3 499	2 535	—	—	—	—
Mg I	—	15 261	8 530	5 357	3 642	2 626	1 980	—	—	—
Na II	41 445	15 706	8 246	5 074	3 435	2 482	1 872	1 457	—	957
He II	38 453	15 073	8 011	4 963	3 374	2 442	1 848	1 448	1 165	—
O III	36 068	14 358	7 720	4 818	3 292	2 391	1 816	1 424	—	—
K II	35 006	13 980	7 557	4 732	3 242	2 358	1 795	1 412	1 142	—
O II	33 042	13 612	7 425	4 673	3 210	2 341	1 780	—	1 130	—
Rb II	33 685	13 553	7 374	4 639	3 187	2 325	1 770	—	1 128	—
He I	32 031	13 445	7 369	4 646	3 195	2 331	1 775	1 397	—	—
S III	31 500	—	—	4 502	3 111	2 279	1 741	—	—	—
Cs II	31 407	12 871	7 091	4 498	3 107	2 277	1 740	—	—	—
Mg I	—	—	—	4 453	3 995	2 270	1 733	—	—	—
Se III	30 400	—	—	4 449	3 085	2 261	1 729	—	—	—

*) Zahlen nach Dunz, Dissertation, Tübingen 1911. Für die Anordnung vergleiche man den Text.

Tabelle 11.

Tabelle der gemessenen und berechneten Werte $VS(m)$, geordnet nach der Größe*).

$m =$	1	2	3	4	5	6	7	8	9
Ca II . .	85 838	33 672	15 166	—	—	—	—	—	—
Sr II . .	72 545	31 810	14 584	6 317	—	—	—	—	—
Ba II . .	71 877	29 524	13 855	6 198	—	—	—	—	—
Hg I . .	84 178	20 254	9 777	5 777	3 816	—	—	—	—
Zn I. . .	75 759	19 972	9 723	5 758	3 808	2 699	—	—	—
Cu II . .	62 306	19 173	9 459	5 636	3 747	—	—	—	—
Cd I. . .	72 533	19 224	9 448	5 630	3 735	2 664	1 989	—	—
Ag II . .	61 093	18 539	9 208	5 516	3 676	—	—	—	—
H I . . .	48 744	17 548	8 952	5 410	3 620	2 587	1 942	1 525	1 248
Li I . . .	43 484	16 281	8 474	5 187	3 500	2 535	—	—	—
Na II . .	41 445	15 706	8 246	5 074	3 435	2 482	1 872	1 457	—
He III. .	38 453	15 073	8 011	4 963	3 374	2 442	1 848	1 448	1 165
O III . .	36 068	14 358	7 720	4 818	3 292	2 391	1 816	1 424	—
K II. . .	35 006	13 980	7 557	4 732	3 242	2 358	1 795	1 412	—
O II. . .	33 042	13 612	7 425	4 673	3 210	2 341	1 780	1 402	—
Rb II . .	33 685	13 553	7 374	4 639	3 187	2 325	1 770	—	—
He I . .	32 031	13 445	7 369	4 646	3 195	2 331	1 775	1 397	1 128
S III . .	—	—	—	4 502	3 111	2 279	1 741	—	—
Cs III . .	31 407	12 871	7 091	4 498	3 108	2 277	1 740	—	—
Mg I . .	—	—	—	4 453	3 095	2 270	1 733	—	—
Se III . .	30 400	—	—	4 449	3 085	2 261	1 729	—	—
Al II . .	22 933	10 591	6 137	4 009	2 829	—	—	—	—
Tl II . .	22 786	10 518	6 098	3 968	2 808	2 087	1 617	1 278	1 032
In II . .	22 307	10 378	6 043	3 962	2 800	2 073	1 613	1 238	—
Zn III. .	22 090	10 331	6 017	3 942	2 779	2 066	—	—	—
Hg III. .	21 829	10 219	5 963	3 911	2 766	—	—	—	—
Cd III. .	21 050	9 971	5 853	3 853	2 728	2 010	1 558	—	—
Mg III .	20 467	9 791	5 774	3 811	2 705	2 019	—	—	—
Ca III. .	17 761	8 826	5 320	3 563	2 563	—	—	—	—
Sr III . .	16 887	8 501	5 164	3 475	2 501	—	—	—	—
Ba III. .	15 827	8 083	4 893	3 375	2 449	—	—	—	—

*) Anordnung nach Dunz. Man vergleiche den Text.

Tabelle 12.
Tabelle der Werte $VB(m)$ nach der Größe geordnet*).

$m =$	1	2	3	4	5
Sr	7 173	4 561	3 149	2 303	1 755
Ca	7 130	4 538	3 137	2 298	1 753
Mg	6 987	4 462	—	—	—
Al	6 963	4 453	—	—	—
Cd	6 953	4 441	—	—	—
Tl	6 945	4 440	—	2 245	—
Hg	6 938	4 433	—	—	—
Cs	6 935	4 442	3 077	2 263	1 732
Zn	6 927	4 439	—	—	—
Rb	6 893	4 414	3 064	2 248	—
Ag	6 891	4 385	—	—	—
Cu	6 879	4 399	3 059	—	—
K	6 877	4 404	3 056	2 244	1 714
Na	6 859	4 386	3 043	—	—
He III	6 857	4 388	—	—	—
He I	6 856	4 839	—	—	—
Li	6 855	4 381	—	—	—
H	6 855	4 386	3 047	2 238	1 714
Ca	6 775	4 299	2 921	—	—

Tabelle 13. Tabellen von Werten $VS(m)$ bzw. $VD(m)$, die nicht in die anderen Tabellen aufgenommen sind (einfache Serien nach Saunders usw.).

$m =$	1	2	3	4	5	6	7	8	9
I. $VS(m)$									
Ba	15 765	9 823	6 314	—	—	—	—	—	—
Ca	—	7 681	5 429	3 933	2 877	2 153	1 703	1 383	1 129
Sr	—	—	4 721	3 426	2 599	1 990	1 542	1 245	1 025
II. $VS(m)$									
Ca	—	7 682	5 427	3 932	2 880	2 775	—	—	—
Sr	—	—	4 726	3 435	2 566	1 959	—	—	—
III. $VD(m)$									
Ca	—	7 016	4 554	3 180	2 347	1 810	—	—	—
Sr	—	6 356	4 375	3 055	2 245	—	—	—	—

*) Nach B. Dunz, Dissertation, Tübingen 1911.

Tabelle 14.

Berechnete und beobachtete Kombinationen des Schemas $VP(n) - VP(m)$. Die wirklich beobachteten Linien sind durch den Druck hervorgehoben. Unter $\Delta\nu$ steht die Korrektion, die an den berechneten Zahlen anzubringen ist, um sie mit der Messung in Übereinstimmung zu bringen. Unter n, m stehen die jedesmal für n und m einzusetzenden Zahlen.

$n, m =$	1; 2	$\Delta\nu$	1; 3	$\Delta\nu$	1; 4	$\Delta\nu$	1; 5	$\Delta\nu$	1; 6	$\Delta\nu$	1; 7	$\Delta\nu$
H	15 238	—	20 564	—	23 032	—	—	—	—	—	—	—
HeI	15 074	—	20 357	—	22 807	—	—	—	—	—	—	—
HeII	16 476	—	22 129	—	24 712	—	—	—	—	—	—	—
Li	**16 021**	+ 1	**21 564**	— 2	**24 108**	— 8	**25 487**	+ 5	—	—	—	—
Na II	13 311	—	**18 069**	+ 0,2	**20 324**	+ 3	**21 567**	+ 10	**22 826**	+ 10	**22 821**	+ 46
Na II	13 299	—	**18 086**	+ 1,3	**20 341**	+ 3	**21 584**	+ 10	**22 344**	+ 8	**22 838**	+ 28
K II	11 714	—	16 013	—	18 083	—	—	—	—	—	—	—
K II	11 676	—	15 964	—	18 027	—	—	—	—	—	—	—
Rb II	11 135	—	15 255	—	17 254	—	—	—	—	—	—	—
Rb II	10 976	—	15 053	—	17 034	—	—	—	—	—	—	—
Cs II	10 596	—	14 539	—	16 470	—	—	—	—	—	—	—
Cs II	10 213	—	15 055	—	15 949	—	—	—	—	—	—	—
Cu II	18 744	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
Cu II	18 911	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
Ag II	**18 743 . 59**	+ 0,69	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
Ag II	**18 026 . 51**	+ 0,04	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
Mg III	25 997	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
Mg III	25 977	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
Mg III	25 940	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
Ca III	21 393	—	26 853	—	—	—	—	—	—	—	—	—
Ca III	21 349	—	26 801	—	—	—	—	—	—	—	—	—
Ca III	21 258	—	26 695	—	—	—	—	—	—	—	—	—
Zn III	28 935	—	35 758	—	29 759	—	—	—	—	—	—	—
Zn III	28 772	—	35 578	—	29 702	—	—	—	—	—	—	—
Zn III	**28 439 . 16**	+ 0,31	35 210	—	29 586	—	—	—	—	—	—	—
Cd III	28 276	—	34 880	—	37 714	—	—	—	—	—	—	—
Cd III	**27 804 . 73**	— 1	**34 364 . 06**	+ 4	37 185	—	—	—	—	—	—	—
Cd III	**26 807 . 76**	+ 0,17	**33 264 . 41**	— 2	36 046	—	—	—	—	—	—	—
Hg III	31 913	—	38 800	—	—	—	—	—	—	—	—	—
Hg III	30 248	—	37 052	—	—	—	—	—	—	—	—	—
Hg III	26 875	—	32 779	—	—	—	—	—	—	—	—	—
Al II	32 949	—	40 271	—	43 334	—	**44 927**	—	—	—	—	—
Al II	32 852	—	40 162	—	**43 244**	+ 5	**44 817**	— 13	—	—	—	—
In	29 949	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
Tl II	34 158	—	**41 867**	— 2	43 379	—	—	—	—	—	—	—
Tl II	27 868	—	**33 947**	— 3	36 771	—	—	—	—	—	—	—
O III	12 467	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
O III	12 465	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
O III	12 463	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
O II	11 049	—	15 237	—	—	—	—	—	—	—	—	—

analogen Linien nicht besitzen, was aller sonstigen spektroskopischen Erfahrung widerspricht. Endlich sollte man erwarten, daß bei der verhältnismäßig großen Intensität der in Rede stehenden Kombinationslinien in einigen Fällen, wie z. B. beim Natrium, die analogen Kombinationen weit verbreitet seien. Allein das Gegenteil ist der Fall. Bisher ist nur ein verhältnismäßig geringer Bruchteil der Kombinationslinien dieser Gruppe gefunden, obwohl in der Tabelle bei weitem nicht alle Kombinationen genannt sind. Dafür finden sich außer den angeführten Kombinationen andere, deren Auftreten deshalb merkwürdig ist, weil die Kombinationen zwischen Gliedern $VP(n)$ und $VP(m)$ gebildet sind, die sich auf verschiedene Teilserien der Hauptserie beziehen, also auf Linien, die sich hinsichtlich ihrer Intensität, ihres Aussehens, ihres Zeemaneffektes sowie in anderer Hinsicht gänzlich verschieden verhalten, wie noch zu besprechen sein wird. Bezeichnen die römischen Zahlen Systeme einzelner Linien (I), Paare (II) oder Triplets (III), die arabischen Indizes die Komponenten der Paare und Triplets, so sind z. B. gefunden:

$$\text{Tl II: } VP_{II}(1)_1 - VP_{II}(3)_2 = 33575, \quad \Delta\nu = -5$$

das entsprechende:

$$VP_{II}(1)_2 - VP_{II}(3)_1 = 41740$$

fehlt.

$$\text{Cd III: } VP_{III}(1)_2 - VP_{III}(3)_1 = 34435.46, \quad \Delta\nu = -0.91.$$

Hier fehlten umgekehrt die Kombinationen

$$VP_{III}(1)_1 - VP_{III}(3)_2 = 33193$$

sowie alle Kombinationen mit der dritten Komponente der Triplets. Endlich ist bei

$$\text{Hg II: } VP_{II}(1)_2 - VP_{II}(2)_1 = 18947.07, \quad \Delta\nu = +0.07,$$

während wieder

$$VP_{II}(1)_1 - VP_{II}(2)_2 = 19823$$

fehlt.

§ 77. Die gleichen Beobachtungen macht man, wenn man andere Kombinationsgruppen zum Vergleich heranzieht. Es fehlen zunächst alle Kombinationen der Typen $VD(n) - VD(m)$, $VS(n) - VS(m)$, $VB(n) - VB(m)$, obwohl es sich in vielen Fällen um

die stärksten Linien des Spektrums handelt, die hier kombiniert werden. Eine Übersicht über die bisher beobachteten Kombinationstypen gibt die Tabelle (15).

In derselben sind die Kombinationen jedesmal durch die Zahlen bezeichnet, die man in das am Kopfe stehende Schema eintragen muß. Man findet dann aus den früheren Tabellen die betreffenden Werte von $VP(m)$ usw. Die Abweichungen gegen die beobachteten Schwingungszahlen sind gleichfalls eingetragen. Jedesmal, wenn die Angabe von Dezimalen ohne Zweck schien, wurde abgerundet. Die Systeme der Triplets usw. sind durch römische Ziffern, Satelliten durch Akzente gekennzeichnet. Ausgelassen sind zunächst die Kombinationen, die die Seriensysteme selbst liefern, also $VS(1) - VP(m)$, $VP(1) - VS(m)$, $VP(1) - VD(m)$, $VD(1) - VP(m)$, sodann die Kombinationen der verschiedenen Seriensysteme miteinander, sowie einige Kombinationen, deren Natur noch aufzuklären bleibt. In der nächsten Tabelle (16) sind dann noch einige Kombinationen verschiedener Seriensysteme unter sich und gewisse Schwingungszahlen eingetragen, die Paschen als Kombinationen mit den Schwingungszahlen des Wasserstoffs bzw. als Kombinationen der Wasserstofflinien unter sich ansieht, die in den Spektren anderer Elemente vorkommen sollen. Auch hier muß hervorgehoben werden, daß in den Tabellen sehr viel Hypothetisches steckt, das nicht als solches besonders gekennzeichnet ist.

§ 78. Überblickt man die Tabellen, so fällt auf, daß die Kombination $VS - VB$ nur ein einziges Mal vorkommt, man wird sie also als zweifelhaft bezeichnen dürfen. Auch die Kombinationen zweier Nebenserienterme unter sich sind recht selten, desgleichen Kombinationen von D und B. Die Möglichkeit erscheint nicht ausgeschlossen, daß sich für diese Linien noch andere Deutungen finden lassen. Jedenfalls kommt die weit überwiegende Mehrzahl aller Kombinationen auf die Hauptserienterme, die mit sich selbst und den drei anderen Typen zusammentreten. Die verschiedenen Gruppen des natürlichen Systems verhalten sich verschieden. Bei den Alkalien überwiegen die Kombinationen: $VP(m) - VS(m)$, $VP(m) - VD(m)$, obwohl hier die B-Serien besonders stark sind. In anderen Gruppen, z. B. bei Zn, Cd, Hg herrschen dagegen die Kombinationen $VP(m) - VB(m)$ vor.

Tabelle 15. Übersicht beobachteter Kombinationslinien, geordnet nach dem Kombinationstypus.

Die Zahlen über jedem berechneten Werte sind für n bzw. m einzusetzen; unter $\Delta\nu$ steht jedesmal die Differenz beob. — ber. Alle Zahlenangaben nach B. Dunz, Dissertation, Tübingen 1911. Die römischen Ziffern bezeichnen die Systeme der einfachen Linien, Paare, Triplets. Satelliten sind durch Akzente gekennzeichnet, die Werte von $VP(m)$ durch den Index 1, 2, 3.

	$VP(n) - VP(m)$	$\Delta\nu$	$VP(n) - PS(m)$	$\Delta\nu$	$VP(n) - VD(m)$	$\Delta\nu$	$VS(n) - VD(m)$	$\Delta\nu$	$VP(n) - VB(m)$	$\Delta\nu$	$VS(n) - VB(m)$	$\Delta\nu$	$VD(n) - VB(m)$	$\Delta\nu$
He					2 2 I 5 236,51	+0,26								
					2 2 III 5 879,99	−0,36	1 1 III 26 245,00	−0,14						
Li	1 2 I 16 021,43	+ 0,9			3 1 5 185,55	− 2,9			1 1 I 21 725,87	−0,17				
	1 3 I 21 564,37	− 1,5	3 2 3 720,60	− 0,7	2 2 5 697,40	− 1,5								
	1 4 I 24 108,51	− 8,3	1 3 4 085,78	+ 0,4	2 3 8 170,68	+ 2,1								
	1 5 I 25 487	+ 4,5												
Na	siehe die vorige Tab.		$2_{1,2}$ 2 II 4 533,0	− 0,5	$2_{1,2}$ 1 1 101	− 3			$1_{1,2}$ 1 17 613,48	+ 0				
	—	—	4 527,5	− 0,5	1 096	+ 4			17 630,69	−0,07				
			2 3 II 2 927	− 2	$2_{1,2}$ 2 4 281	− 1			$1_{1,2}$ 2 20 083	+ 7				
	—	—	—	—	4 276	− 2			20 101	+ 2				
			3 3 II 1 843	− 2	3_1 3 1 191	− 1			$1_{1,2}$ 3 21 43 2	− 3				
	—	—	—	—	—	—			21 450	+ 3				
K			$2_{1,2}$ 2 II 3 693	−0,07	$2_{1,2}$ 1 3 184,5	0	1 1 21 535							
	—	—	3 673	—	3 164	−0,2	—		—	—	—	—	—	—
			$2_{1,2}$ 3 II 2 730	− 0,2	$2_{1,2}$ 2 2 676	0	—	—	—	—	—	—	—	—
	—	—	2 750	− 2	2 696	0	—	—	—	—	—	—	—	—
			$3_{1,2}$ 3 II 1 558	− 4	$3_{1,2}$ 2 1 611	+ 0,4	—	—	—	—	—	—	—	—
	—	—	1 549	− 2	1 603	+ 0,3	—	—	—	—	—	—	—	—
					$3_{1,2}$ 3 1 186	− 3	—	—	—	—	—	—	—	—
	—	—	—	—	1 178	− 3	—	—	—	—	—	—	—	—

| | | |

	$VP(n) - VP(m)$	$\Delta\nu$	$VP(n) - VS(m)$	$\Delta\nu$	$VP(n) - VD(m)$	$\Delta\nu$	$VS(n) - VD(m)$	$\Delta\nu$	$VP(n) - VB(m)$	$\Delta\nu$	$VS(n) - VB(m)$	$\Delta\nu$	$VD(n) - VB(m)$	$\Delta\nu$
					$2_1\ 1$						$1\ 3$		$2\ 2$	
	—	—	—	—	III 16 203,66	−0,27	—	—	—	—	14 623	+ 6	4 412,59	+0,08
					$2_3\ 1'$		$3\ 1^1$						$2'\ 2$	
	—	—	—	—	III 16 201,85	+2,9	23 644	+ 7	—	—	—	—	4 418,20	+0,58
Ca'					$2_2\ 1'$								$2''\ 2$	
	—	—	—	—	III 16 209,64	+1,9	—	—	—	—	—	—	4 421,86	−0,23
					$2_{1,2,3}\ 1'$									
	—	—	—	—	III 6 170,72	+0,4	—	—	—	—	—	—	—	—
	—	—	—	—	6 185,64	−0,01	—	—	—	—	—	—	—	—
	—	—	—	—	6 193,43	−1,1	—	—	—	—	—	—	—	—
Sr					$2\ 1$									
	—	—	—	—	15 652	+1	—	—	—	—	—	—	—	—
Ba							$1\ 1$							
	—	—	—	—	—	—	I 9 771	− 3	—	—	—	—	—	—
	$1\ 2$						$1\ 1$		$1_{1,2,3}\ 1$					
	III 28 439,16	+3,1	—	—	—	—	9 104,56	1,08	III 35 943,99	−0,8	—	—	—	—
	—	—	—	—	—	—	—	—	36 332,90	+0,61	—	—	—	—
	—	—	—	—	—	—	—	—	36 522,68	+3,80	—	—	—	—
			$2_2\ 2$		$2_1\ 2$				$1_{1,2,3}\ 2$					
Zn	—	—	III 4 157,70	−0,07	7 252,18	+0,24	—	—	38 432,85	+2,4	—	—	—	—
	—	—	—	—	—	—	—	—	38 821,76	−0,38	—	—	—	—
	—	—	—	—	—	—	—	—	39 011,54	−1,46	—	—	—	—
					$2_1\ 2''$									
	—	—	—	—	III 7 249,01	−0,58	—	—	—	—	—	—	—	—
	$1_{1,2}\ 2_{1,2}$				$2_{1,2,3}\ 2$				$1_{1,2,3}\ 1$					
	III 26 807	+0,2	—	—	6 731,41	−1	—	—	33 373	+2	—	—	—	—
	27 804	−1	—	—	6 905,49	+1,2	—	—	34 924	+2	—	—	—	—
	—	—	—	—	6 976,17	+0,60	—	—	36 365	−0,5	—	—	—	—
Cd	$1_{1,2}\ 3_1$				$2_3\ 2''$				$1_{2,3}\ 2$					
	III 33 264	−2	—	—	6 962,18	+2,42	—	—	37 436	−5	—	—	—	—
	34 364	+4	—	—	—	—	—	—	37 978	+0,4	—	—	—	—
	$1_2\ 3_1$													
	III 34 435,46	−0,09	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—

											$1_{1,2,3}$ 1					1′ 1		
*)	—	—	—	—	—	—	—	—			III 33 199	+1	—			5 846		− 4
	—	—	—	—	—	—	—	—			37 828	+1	—					
Hg	—	—	—	—	—	—	—	—			39 396	−1	—			1 2		
											$1_{1,2,3}$ 2					8 324		− 8
	—	—	—	—	—	—	—	—			III 35 711	−4	—			1″ 2		
	—	—	—	—	—	—	—	—			40 341,71	+0,06	—					
	—	—	—	—	—	—	—	—			42 108,90	−0,09	—			8 418,8		+ 1
	1_1 4_1		$2_{1,2}$ 2		$2_{1,2}$ 1						$1_{1,2}$ 1							
	II 43 224	+ 5	4 725	− 2	5 969	−2	—	—			41 817	−0,4	—	—		—		—
Al	—	—	4 740	− 2	—	—	—	—			41 204	− 0,5	—	—		—		—
	$1_{1,2}$ $5_{1\,2}$				2_2 1′													
	II 44 817	− 14	—	—	5 979,7	−0,7	—	—			—	—	—	—		—		—
	44 927	− 13	—	—	—	—	—	—			—	—	—	—		—		—
	$1_{1,2}$ $3_{1,2}$		$2_{1,2}$ 2		$2_{1,2}$ 2′		1 1				$1_{1,2}$ 1					2 2		
	II 33 947	− 3	3 584,8	− 0,2	6 850	+1	9 721,9	− 8			34 525	+1	—	—		2 774		+ 7
	41 367	− 2	4 586	− 1	7 851	−2	—	—			42 317	+4	—	—		—		—
	1_1 3_2		2_1 3		$2_{1,2}$ 3′		1 2				1_2 2					2′ 2		
	II 33 575	− 5	8 004	− 1	9 511	+13	15 571	− 1			37 030	− 8	—	—		2 812		—
	—	—	—		10 513	- 4	—	—			—	—	—	—		—		—
			$3_{1,2}$ 2		$2_{1,2}$ 4′		1 3											
Tl	—	—	II 2 994,9	− 1	10 937	+5	18 215	− 2			—	—	—	—		—		—
	—	—	—		11 939	−4	—	—			—	—	—	—		—		—
			$3_{1,2}$ 3		2_1 2		1 4											
	—	—	II 1 425	− 2	II 6 887,7	−0,4	19 632,5	− 5			—	—	—	—		—		—
			1 798	− 1														
					2_2 3													
	—	—	—	—	II 9 531	−3	—	—			—	—	—	—		—		—
					2_2 1^1													
	—	—	—	—	II 1 958,15	−0,09	—	—			—	—	—	—		—		—

*) Die Messungen von Mc. Lennan, Proc. Roy. Soc. A. 87, 256—259 (1912), die die Serien des Quecksilbers bis zu hohen Ordnungszahlen verfolgen, sind in der Tabelle noch nicht berücksichtigt.

Tabelle 16. In der folgenden Tabelle bedeutet $D_H(m)$ die erste Nebenserie des Wasserstoffs.

H . .	—	—
He . .	$VB_{II}(1) - VD_H(3) = 2469$;	$VB_{II}(1) - VD_H(3) = 2470$
Li . .	$VD_H(3) - VD_H(4) = 1341$;	$VB(1) - VD_H(3) = 2469$
Na . .	$VD_H(3) - VD_H(4) = 1341$;	$VB(1) - VD_H(3) = 2472$
K . .	$VD_H(3) - VD_H(4) = 1341$;	$VB(1) - VD_H(3) = 2492$
Rb . .	$VD_H(3) - VD_H(4) = 1341$;	$VB(1) - VD_H(3) = 2506$
Cs . .	$VD_H(3) - VD_H(4) = 1341$;	$VB(1) - VD_H(3) = 2548$
Cu . .	—	—
Ag . .	—	$VB(1) - VD_H(3) = 2504$
Mg . .	$VP_{III}(1) - V_1D(3) = 36110$; 36151	$VP_{III}(2) - V_1D(2) = 8456$;
	$VP_{III}(2) - V_1D(4) = 11191$;	$V_1D(1) - VB_{III}(1) = 8274$;
	$V_1D(1) - VB_{III}(2) = 10799$	
Ca . .	—	—
Sr . .	—	—
Ba . .	—	—
Zn . .	$VD_1(1) - VB_{III}(1) = 6375$;	$VP_1(1) - VD_{III}(1) = 16025$; 16021
	$VS_1(1) - VP_{III}(1) = 32498$;	$VP_{III}(1) - VS_1(2) = 23280$
Cd . .	$VB_{III}(1) - VS_H(3) = 2558$;	$VP_{II}(1) - VD_1(1) = 27392$; 28563
	$VD_1(1) - VB_1(1) = 6362$;	$VD_1(1) - VB_{III}(2) = 8874$;
	$VP_1(1) - VD_{III}(1) = 15805$; 15793	$VP(1) - VD_{III}(2) = 21666$; 660
	$VS_{III}(1) - VP_1(m)$; $m = 3, 4, 5, 6$;	$VP_{III}(1) - VS_1(m)$; $m = 1 \ldots 4$;
	$VP(1) - VD_{III}(3) = 24300$; 24995	$VP_1(1) - VS_{III}(2) = 18870$;
	$VS_1(1) - VS_{III}(1) = 51482$	
Hg . .	$VP_{III}(1) - VP_1(1) = 27288$; 31918 33685	$VP_{III}(1) - VD_1(2) = 33019$; 37649 39416
	$VP_{III}(1) - VD_1(3) = 35614$; 40245 42012	$VP_{III}(1) - VD_1(4) = 37012$; 41642 43409
	$VP_1(1) - VD_{III}(1) = 17329$; 17268	$VP_1(1) - VD_{III}(2) = 23040$; 23016
	$VP_1(1) - VD_{III}(3) = 25624$; 25611	$VP_1(1) - VD_{III}(4) = 27010$;
	$VP_{III}(2) - VD_1(2) = 5857$;	$VD_1(1) - VB_{III}(1) = 5911$;
	$VP_1(1) - VS_{III}(1) = 8283$	
Al . .	$VP_1(1) - VS_{III}(2) = 19894$;	$VP_1(1) - VS_{III}(3) = 24149$;
	$VS_{III}(1) - VD_1(m)$, $m = 1 \ldots 8$;	$VD_{III}(1) - VS_1(m)$, $m = 1$ bis 4
Al . .	$VB(1) - VD_H(3) = 2576$	—
Zn . .	—	—
Tl . .	$VB(1) - VD_H(3) = 2558$;	$VB(2) - VD_H(4) = 1393$
O . . .	—	—
S . . .	—	—
Se . .	—	—

Geht man in die Einzelheiten, so zeigen sich dieselben Ungleichmäßigkeiten, von denen bereits früher die Rede war. Der Bruchteil der beobachteten Kombinationen ist im Vergleich zur Gesamtzahl der berechenbaren sehr gering, und die vorhandenen Kombinationen folgen unter sich und im System der Elemente scheinbar regellos. Auffällig ist auch die verhältnismäßig starke Beteiligung der Satelliten an den Kombinationen. Dies paßt allerdings zu der Rolle, die die Satelliten im Seriensystem spielen dadurch, daß ihre Schwingungszahlen in den Paaren und Triplets die konstanten Differenzen liefern. Auf der anderen Seite sind jedoch die Satelliten schwächer als die Hauptlinien, was wiederum nicht zu der Regel paßt, daß die stärksten Linien auch die stärksten Kombinationen liefern sollen.

Besonders merkwürdig erscheinen die Kombinationen der Linien verschiedener Seriensysteme unter sich, die unter Umständen sehr vollständige Serien von Kombinationslinien liefern, und gar die Kombinationen mit der Sequenz der Wasserstofflinien oder die Kombinationen dieser Linien unter sich in den Spektren anderer Elemente. Es ist bereits früher darauf hingewiesen worden, daß die naheliegende Deutung dieser Linien als Kombinationen von $VB(n)$ und $VB(m)$ unter sich und mit anderen Linien nicht immer möglich ist.

§ 79. Ein großer Nachteil des Kombinationsprinzips besteht darin, daß es keine physikalischen Kriterien zur Beurteilung der von ihm vorausgesagten Linien gibt. Während die Linien einer Hauptserie usw. durch ihre physikalischen Charaktere auch unabhängig von Zahlenbeziehungen der Schwingungszahlen als analog und zusammengehörig erkannt werden können, fehlt es bei den Kombinationslinien an entsprechenden Beziehungen. Am nächsten würde es noch liegen, die Intensität der Kombinationslinien mit den jedesmal entsprechenden Linien der Fundamentalserien zu vergleichen. Doch lohnt eine solche Diskussion einstweilen nicht, weil die vorliegenden Intensitätsangaben für die verschiedenen Linien keine absoluten sind und keinen Vergleich gestatten. So bleiben die Zahlenbeziehungen als einziges Kriterium. Um so größere Bedeutung gewinnt die Frage nach der Eindeutigkeit der Kombinationen. Dieselbe enthält zwei Unterfragen, nämlich erstens die Frage: ob es möglich ist, innerhalb der Fehlergrenzen

für eine gegebene Linie mehrere Kombinationen aufzustellen, und zweitens die Frage: ob es nicht etwa mittels des Kombinationsprinzips möglich ist, jede vorgelegte Linie als Kombination zu deuten. Diese Fragen lassen sich allgemein in gewissem Umfange behandeln, wenn man eine bestimmte Serienformel, etwa diejenige von Rydberg zugrunde legt. Allein dann verlieren die Schlüsse an Sicherheit dadurch, daß die Unsicherheit über die Form der Seriengleichung in das Resultat eingeht. Es genügt, an einem Beispiele die Frage zu untersuchen. Man wird dabei von vornherein die Kombinationen hoher Ordnungszahl und auch die Kombinationen mit Seriensystemen fremder Elemente, z. B. den Serien des Wasserstoffs, beiseite lassen dürfen. Denn daß dadurch die Zahl der Kombinationen ganz außerordentlich gesteigert und es schließlich möglich wird, für jede vorgelegte Schwingungszahl eine Kombination anzugeben, leuchtet unmittelbar ein. Als Beispiel wähle ich das Zink, das zwei Seriensysteme besitzt, eins aus einfachen Linien, das andere aus Triplets, indem ich mich dabei jedesmal auf die vier ersten Glieder jeder Serie beschränke*). Mittels der Zahlen der früheren Tabellen läßt sich leicht feststellen, daß bei Berücksichtigung der fünf ersten Glieder aller Serien des Zinks im ganzen 1770 Kombinationen möglich sein würden, eingeschlossen die beobachteten Serienglieder selbst. Der größte Wert $VP(m)$, der in Frage kommt, ist 43450, der kleinste 2288; also ist der größte Betrag einer möglichen Kombination 41162, der kleinste Betrag ist 1. Somit entfallen 1770 Kombinationen auf das Intervall 41162 bis 0, also auf 41162 Ziffern. Nimmt man als Fehlergrenze die Zehntel der Schwingungszahlen, verlangt also Übereinstimmung der letzten Ziffer, und könnte man annehmen, daß die Kombinationen willkürlich verteilt sind, so ergäbe sich als Wahrscheinlichkeit dafür, daß eine ganz beliebige Schwingungszahl sich unter den Kombinationen befindet, der Bruch 1770/41162 oder rund 1/23. Würde man, was sich immer noch rechtfertigen ließe, die Fehlergrenze auf ± 2 heraufsetzen, so würde die Wahrscheinlichkeit, daß eine ganz willkürliche Zahl aus dem Bereiche 41162 bis 1 sich unter den Kombinationen des Zinkspektrums befindet, auf 1/6 anwachsen. Nun sind 20 Kombinationen gefunden. Da die Gesamtzahl der Kombinationen für die 5 ersten

*) Von den Paaren ist hier abgesehen.

Glieder 1770 beträgt, so würde das bedeuten, daß mit Einrechnung von 85 Seriengliedern (die nicht alle bekannt sind) rund 100 Kombinationen gefunden sind, also etwa 1/20 der möglichen, 1/3 der wahrscheinlichen Koinzidenzen.

Es sieht danach aus, als ob sich die gefundenen Kombinationslinien als zufällige Koinzidenzen auffassen lassen. Allein man muß bedenken, daß einmal der Bereich unterhalb 2500 ganz herausfällt, weil es hier an Untersuchungen mangelt. Dann aber trifft auch die Voraussetzung einer willkürlichen Verteilung der Kombinationen nicht zu, und endlich ist die Wahl der fünf ersten Glieder, wie die Tabellen zeigen, reichlich hoch gegriffen. Bei Beschränkung auf die drei ersten Glieder würde der Schwingungszahlbereich auf rund 39 000, die Zahl der Kombinationen auf 725 sinken. Die Wahrscheinlichkeit einer Koinzidenz mit einer Kombination würde bei den Fehlergrenzen ± 2 gleich 1/13 werden, während 1/7 der möglichen Koinzidenzen beobachtet sind. Es lohnt sich daher, eine Liste der möglichen Kombinationen aufzustellen und diese direkt mit der Erfahrung zu vergleichen. Ich gebe im folgenden eine Liste der möglichen Kombinationen der Serienglieder des Zinks, soweit sie beobachtet sind, indem ich bei den stärksten Linien die vier ersten Glieder, bei den Serien einfacher Linien nur die drei ersten Glieder berücksichtige. Die Schwingungszahlen sind der Größe nach geordnet.

§ 80. Bei der Betrachtung der Tabelle bemerkt man zunächst, wie auch vorauszusehen ist, daß die Zahl der Kombinationen für kleine Werte der Schwingungszahlen relativ sehr viel größer ist, als für große Schwingungszahlen. Es würde danach so aussehen, als ob die Wahrscheinlichkeit der Koinzidenz einer vorgelegten Linie mit einer berechneten um so größer wäre, je kleiner die Schwingungszahl ist. Dies trifft auch zu, wenn man annimmt, daß der absolute Fehler aller Wellenlängenmessungen bzw. der Messungen der Schwingungszahlen im ganzen Spektrum der gleiche sei. Werden jedoch alle Schwingungszahlen mit der gleichen prozentualen Genauigkeit gemessen, so hat man sich die kleineren Zahlen der Tabelle noch durch eine entsprechende Anzahl von Dezimalen ergänzt zu denken und sieht dann, daß die relative Häufigkeit der Kombinationen, bezogen auf die gleichen Fehlergrenzen, überall ziemlich gleichmäßig ist.

Tabelle 17. Kombinationen der Glieder $m = 1$ bis $m = 4$ der Serienlinien des Zinks (mit Ausnahme der Paare).

1	451	1210	2141	2921	4412	5807	7285	8 903	10 165	15 421	25 878	36 270
2	478	1246	2146	2949	4433	5808	7306	8 927	10 407	15 424 *C*	28 356	36 333 *C*
3	479	1256	2456	2970	4443	5810	7307	8 932	10 490	15 533	28 382	36 523 *C*
4	481	1261	2201	2980	4548	5811	7309	8 942	10 547	15 713 *S*	28 439 *C*	36 854 *S*
5	496	1299	2209	2986	4551	5812	7332	8 943	10 573	16 022 *C*	28 464	37 113
8	497	1301	2213	2990	4573	5813	7333	9 035	10 628	16 025 *C*	28 467	37 243 *S*
10	499	1302	2301	2994	4771	5892	7335	9 039	10 681	16 029	28 645	37 433 *S*
15	500	1303	2373	3110	4781	5924	7505	9 043 *C*	11 118	16 030	28 771	37 692
21	502	1319	2376	3113	4786	6021	7544	9 096	11 240	16 083	28 828	38 085
26	509	1405	2384	3119	4838	6031	7562	9 100	11 266	16 164	28 835	38 090
41	510	1410	2387	3128	4842	6052	7588	9 104 *C*	11 294	16 332	28 960	38 100
43	512	1411	2389	3131	4852	6059 *S*	7601 *S*	9 178	11 295	16 722	29 158	38 154
53	559	1413	2392	3141	5009	6063 *S*	7658 *S*	9 182	11 351	16 834	29 547	38 320
55	571	1414	2399	3154	5119	6067 *S*	7675 *S*	9 186	11 352	16 835 *C*	29 747	38 323 *S*
57	599	1422	2401	3164	5120	6375 *C*	8065	9 239	11 377	17 304 *S*	29 877 *S*	38 432 *C*
67	608	1424	2466	3222	5122	6384	8071	9 360	11 378	17 309 *S*	29 881 *S*	38 474
72	610	1425	2468	3239	5159	6474	8081	9 494	11 759	17 319 *S*	29 885 *S*	38 479
83	613	1438	2469	3241	5169	6523	8137	9 602	11 832	17 376	30 020	38 489
109	631	1442	2520	3242	5172	6585	8201	9 641	11 833	17 539	30 267 *S*	38 546
110	670	1446	2540	3253	5175	6586	8204	9 646	11 835	17 541	30 270 *S*	38 664
111	671	1495	2541	3263	5190	6750	8205	9 651	12 280	17 651	30 274	38 669
112	693	1499	2543	3267	5284	6756	8208	9 661	12 290	18 143	30 409	38 679
134	703	1503	2620	3271	5301	6771	8209	9 703	12 311	18 292	30 456	38 709 *S*
135	704	1521	2621	3372	5304	6807	8213	9 708	12 367	18 684	30 460 *S*	38 712
139	719	1522	2629	3374	5311	6817	8215	9 713	12 550	18 788	30 464	38 736

143	734	1525	2631	3375	5318	6828	8219	9 714	12 789	18 841	30 599	38 821 *C*
163	740	1529	2632	3403	5325	6833	8223	9 718	12 790	18 952	32 498 *C*	38 899 *S*
166	743	1532	2634	3614	5329	6834	8272	9 729	12 792	18 953	32 540 *S*	38 902
190	755	1537	2635	3678	5333	6843	8276	9 734	12 986	19 292 *S*	32 929 *S*	38 929 *S*
220	765	1576	2637	3706	5394	6854	8280	9 737	12 990	20 781 *S*	33 119 *S*	39 010
223	772	1577	2639	3719	5429	6925	8300	9 741	12 994	21 170 *S*	35 179	39 011 *C*
230	774	1581	2642	3740	5540	6943	8303	9 744	13 045	21 323	35 189	39 063
233	802	1613	2649	3750	5545	6969	8412	9 745	13 854	21 333	35 210	39 318 *S*
235	815	1623	2652	3788	5550	6977	8415	9 775	13 955	21 354	35 448	39 452
238	819	1633	2656	3789	5557	6978	8435	9 801	14 245	21 360 *S*	35 568	39 508 *S*
240	829	1634	2660	3853	5560	6982	8438	9 847	14 398 *S*	21 592 *S*	35 578	39 642
241	906	1638	2664	3874	5563	6986	8439	9 848	14 408 *S*	22 088	35 599	39 733
243	911	1643	2670	3884	5567	7009	8442	9 852	14 429 *S*	22 899	35 688	39 734 *S*
253	963	1644	2740	3931	5571	7066	8443	9 853	14 435	22 998	35 689 *S*	40 011
255	972	1648	2743	3933	5579	7082	8446	9 856	14 500	23 253 *S*	35 691 *S*	40 122 *S*
259	973	1649	2744	3934	5583	7092	8472	9 857	14 526	23 288 *C*	35 758	40 123
269	977	1664	2768	4042	5617	7093	8498	9 881	14 583	23 478	35 768	40 201
275	978	1816	2796	4044	5668	7121 *C*	8547	9 884	14 668	24 229	35 789	40 312 *S*
308	987	1908	2872	4045	5669	7192	8551	9 938	14 907	24 234	35 837	40 314
312	1044	1924	2875	4046	5671	7193	8555	9 941	14 908	24 244	35 944 *C*	40 581 *S*
316	1163	1934	2878	4101	5779	7228	8631	9 965	14 910	24 301 *S*	36 027	40 622
332	1165	2021	2879	4158 *C*	5781	7232	8657	9 967	15 162	24 576	36 077 *S*	
342	1166	2041	2880	4184	5782	7236	8674	9 993	15 186	25 073	36 078 *S*	
347	1169	2062	2890	4285	5803	7249 *C*	8751	10 050	15 191	25 207 *S*	36 080	
385	1190	2070	2894	4286	5804	7250	8754	10 076	15 201	25 766 *S*	36 267 *S*	
389	1207	2118	2904	4314	5806	7252 *C*	8863	10 164	14 258	25 877	36 268	

Die beobachteten Serienlinien sind in der Tabelle durch *S*, die Kombinationslinien durch *C* gekennzeichnet. Die Bezeichnung der Kombinationstypen ist der Kürze wegen fortgelassen.

Ferner sieht man, daß die Kombinationen eine gewisse obere Grenze nicht überschreiten, sowie auch, daß es ohne Heranziehung noch höherer Werte von m nicht möglich ist, gewisse Teile des Spektrums in die Kombinationen hineinzuziehen, so daß alle Linien, die außerhalb der genannten Grenze bzw. innerhalb der genannten Bezirke liegen, sich nicht als Kombinationslinien auffassen lassen.

Macht man nun mit ganz beliebigen Schwingungszahlen, z. B. den Kombinationslinien des Thalliums, den Versuch, so findet man, daß sich 5 der Kombinationslinien dieses Elementes würden als Zinklinien deuten lassen, also der sechste Teil der 30 bekannten Kombinationslinien des Thalliums. Es würde sich also die eben vorgenommene Abschätzung rechtfertigen, die die Koinzidenzen als rein zufällige behandelt.

Dennoch fällt eine genauere Prüfung des Zinkspektrums zugunsten der Kombinationsregel aus. Im Bogen sind im Schwingungszahlbereiche 4000 bis 40 000 rund 110 Bogenlinien beobachtet. Davon gehören rund 75 den eigentlichen Serien, 20 den Kombinationslinien an. Es findet also rund die Hälfte der nicht von den Serien selbst aufgenommenen Linien in den Kombinationen Platz, 20 mal so viel Linien, als man erwarten sollte, falls man die Fehlergrenze ± 1 annimmt.

Es läßt sich nun zeigen, daß die Wahrscheinlichkeit dafür, daß dies Ergebnis zufällig ist, außerordentlich klein ausfällt. Man denke sich den Bereich der Schwingungszahlen 4000 bis 40 000 in 7200 gleiche Intervalle von 5 Einheiten geteilt. Dies würde einer Fehlergrenze von $\pm 2{,}5$ entsprechen und eher zu weit als zu eng gegriffen sein. Die 7200 Intervalle lassen sich auf $\frac{7200!}{35!\,7165!}$ Arten zu 35 kombinieren. Dies ist die Zahl der möglichen Fälle. Die Zahl der günstigen Fälle wird gefunden, indem man die aufgestellten und durch die besprochenen Regeln gefundenen rund 660 Schwingungszahlen auf alle mögliche Weise zu 35 kombiniert. Dies ergibt: $\frac{660!}{35!\,625!}$. Somit ist die Wahrscheinlichkeit dafür, daß eine beliebige Zusammenstellung von 35 Schwingungszahlen $\pm 2{,}5$ sich unter den 660 in der gleichen Weise definierten Intervallen befindet gleich $\frac{660!\,7165!}{625!\,7200!}$. Der Briggsche Logarithmus

dieser Zahl ist, wie man mittels der bekannten Regeln über die Gammafunktion leicht abschätzt, etwa gleich — 36. Da sich 35 gegebene Intervalle auf $\frac{35!}{18!17!}$ Arten zu 18 kombinieren lassen, so ist die Wahrscheinlichkeit dafür, daß 18 unter 35 gegebenen Intervallen sich unter den Kombinationslinien befinden, $\frac{35!}{18!17!}$ mal größer als die frühere Zahl. Der Logarithmus der Wahrscheinlichkeit wird also ungefähr gleich — 26. Danach müssen die gefundenen Koinzidenzen als gesetzmäßig angesehen werden.

§ 81. Im Ganzen zeigt sich somit, daß das Kombinationsprinzip wohl begründet ist und daß es sehr Bedeutendes leistet. Allein da es nur auf Zahlenbeziehungen beruht und nur gewisse allgemeine Voraussagen über die Intensität der Linien macht, so muß es mit Vorsicht angewendet werden. Einzelne Koinzidenzen von Kombinationen mit beobachteten Linien sind von zweifelhafter Bedeutung, um so mehr, je höher die Ordnungszahl der benutzten Terme ist. Auch Koinzidenzen im Bereich der langen Wellen sind nicht so beweisend, wie solche im Bereich der großen Schwingungszahlen, es sei denn, daß die Linien großer Wellenlängen mit der gleichen relativen Genauigkeit gemessen sind und die Koinzidenz mit der gleichen relativen Genauigkeit stattfindet, wie im Bereich der kurzwelligen Linien. Auch wird man denjenigen Kombinationen leichter Vertrauen schenken, die bei mehreren Elementen der gleichen Spektralklasse gefunden werden. Endlich sind auch die Kombinationen zuverlässig, die ganze Serien von Linien liefern, die sich ohne weiteres als zusammengehörig erkennen lassen, wie z. B. in den Spektren der Alkalien.

Die formale Eleganz des Prinzips kann indes nicht darüber wegtäuschen, daß seine Vorhersagen doch nur zum geringen Teil bestätigt werden. Von den ungeheuer zahlreichen Kombinationslinien finden sich nur relativ wenige und diese treten in einer auffälligen Regellosigkeit auf. Ferner ist eine Konsequenz des Prinzips, die Regel von Rydberg-Schuster, wahrscheinlich nicht streng gültig.

Es muß daher erst durch weitere Forschung klargelegt werden, ob das Kombinationsprinzip in seiner jetzigen Form haltbar ist, und wo seine eigentliche Wurzel liegt.

Einstweilen muß es auch als aussichtslos erscheinen, die zahlreichen Linien der Bogen- und Funkenspektra mancher Elemente auf die Kombination von Serienlinien zurückzuführen *).

§ 82. Im allgemeinen soll an dieser Stelle vermieden werden, auf die theoretischen Vorstellungen einzugehen, die sich an das Kombinationsprinzip anknüpfen lassen. Es sei jedoch eine Ausnahme gemacht zugunsten der Berechnungen von Mogendorff **), da diese das Kombinationsprinzip von einer anderen Seite zeigen. Mogendorff stellt die Kombinationslinien in Parallele zu den Summations- und Differenztönen der Akustik. Er nimmt an, daß bei starken Schwingungen, also intensiven Linien, neben der der Entfernung proportionalen quasielastischen Kraft, welche die Schwingungen der Elektronen bedingt, noch ein quadratisches Glied berücksichtigt werden müsse. Diese Annahme führt bekanntlich auf die Vorhersage von Schwingungen, deren Schwingungszahl gleich der Summe bzw. Differenz der Schwingungszahlen der Grundschwingungen ist. Als solche Grundschwingungen nimmt Mogendorff dann immer die ersten Glieder der Serien. Das Verfahren ist am leichtesten an einem Beispiel zu übersehen. Ich wähle als solches das Natrium. Zunächst werden die Differenzen der Schwingungszahlen der Hauptserie mit den Schwingungszahlen der Grundlinie in der Hauptserie gebildet. Das Verfahren liefert ersichtlich das gleiche Resultat wie die frühere Kombinationsvorschrift $VP(n) - VP(m)$, da man hier das konstante Glied $VS(1)$ beiderseits hinzufügen kann. Man erhält also auch die Linien mit der gleichen Genauigkeit. Die so erhaltenen „Differenztöne" werden nun weiter benutzt zur Bildung von „Differenztönen" zweiter Ordnung mit den ersten Gliedern der Nebenserien, d. h. es wird in der früheren Symbolik die Differenz $P(n) - P(m) - D(r)$ gebildet, wo n, m, r ganze und verschiedene Zahlen bedeuten. Mogendorff erhält so und durch die Bildung der Differenzen $P(n) - P(m) - S(r)$

*) Hicks hat darauf hingewiesen, daß möglicherweise bei der Bildung von Kombinationstermen die in die Grenzen $VR(n)$ einzusetzenden Zahlen n keine ganzen Zahlen seien, sondern durch Addition eines ganzzahligen Multiplums eines vom Atomgewicht abhängenden der Eins naheliegenden Betrages zu 1 entständen. Diese Hypothese ist hier nicht erörtert, da es gegenwärtig an Mitteln zu ihrer Prüfung fehlt.

**) E. E. Mogendorff, Proc. K. Akad. van Wetenschappen, Amsterdam 1911, S. 470 bis 481.

eine Reihe von Schwingungszahlen, die ebenso genau mit der Erfahrung übereinstimmen, wie die Berechnungen von Ritz, Paschen usw. Es ist leicht einzusehen, daß das zu erwarten ist. Denn setzt man in der früheren Bezeichnungsweise die Werte von $D(n)$, $P(m)$ usw. ein, so erhält man:

$$VS(1) - VP(n) - VS(1) + VP(m) - VP(1) + VD(r) = VP(m) - VP(n) + VD(r) - VP(1).$$

Da nun Mogendorff die Differenzen nur gegen die Grundlinie der Hauptserie bildet, so ist $m = 1$ und er erhält durch sein Verfahren die Kombinationen, die früher mit $VD(r) - VP(n)$ bzw. $VS(r) - VP(n)$ bezeichnet worden sind. Man übersieht endlich, daß auch alle Differenzbildungen innerhalb der Nebenserien oder zwischen den Gliedern der ersten und zweiten Nebenserie zu den gleichen Resultaten führen müssen wie früher.

Summationsschwingungen bildet Mogendorff mit den Gliedern der B-Serie und dem ersten Gliede der ersten Nebenserie, also Ausdrücke nach dem Schema $D(1) + B(m)$. Man sieht ohne weiteres, daß auf diesem Wege die früher mit $VP(1) - VB(m)$ bezeichneten Terme erhalten werden. Denn man hat: $D(1) + B(m) = VP(1) - VD(1) + VD(1) - VB(m) = VP(1) - VB(m)$.

Im Resultat stimmen daher beide Deutungen vollständig überein, obwohl in dem ersten Falle immer mit Sequenzen gerechnet und eine zweiteilige Serienformel zugrunde gelegt wird, bei Mogendorff dagegen unmittelbar von den Schwingungszahlen selbst ausgegangen wird. Dies ist nun, ganz unabhängig von der Deutung durch Mogendorff, deshalb von Interesse, weil sich zeigt, daß der eigentliche Kern des Kombinationsprinzips mit den Serien, dem Prinzip von Rydberg und der Benutzung von zwei ganzen Zahlen bei der Darstellung von Serien nichts zu tun zu haben braucht.

Die Willkür in dem Auftreten von Differenz- und Summationsschwingungen bleibt freilich auch bei der Mogendorffschen Schreibweise auffallend. Ob das eine oder andere Verfahren den Vorzug verdient, würde sich entscheiden lassen, wenn es gelingen sollte, gewisse Klassen von Summationslinien aufzufinden, die nach Mogendorff möglich erscheinen, nicht aber nach Ritz — Paschen — Lohuizen, und umgekehrt.

§ 83. Wir wenden uns nun den letzten beiden in § 36 genannten Arten von gesetzmäßigen Beziehungen in Linienspektren zu, nämlich dem Zusammenhang der besprochenen Regeln mit der Stellung der Elemente im natürlichen System und mit Naturkonstanten.

Als Unterlage zu dieser Besprechung eignen sich besonders die Tabellen auf S. 146ff. Da es von vornherein an jedem Hinweise fehlt, in welcher Richtung man nach Zusammenhängen mit dem Atomgewicht oder anderen Konstanten suchen soll, so lohnt es sich, Gesichtspunkte aufzustellen, nach denen man das Verhalten der verschiedenen Elemente vergleichen kann.

Man kann zunächst die Elemente nach der Zahl ihrer Linien ordnen. Ein derartiger Vergleich wird indes nur innerhalb enger Grenzen anwendbar sein, da die Zahl der Linien eines Spektrums von der Art der Beobachtungsmethode abhängt. So haben Exner und Haschek*) z. B. die Zahl der Linien der Elemente, die sie im Bereiche 6000 bis 2100 unter ziemlich gleichartigen Verhältnissen im Funken oder im Bogen erhielten, verglichen, indem sie die Zahl der beobachteten Linien als Ordinaten, die Atomgewichte als Abszissen eintrugen. Man erhält so unregelmäßige Kurvenzüge, in denen in der Nähe der Atomgewichte 50, 100, 150, 185, 230 starke Maxima auftreten, die durch die linienreichen Spektra der Elemente V, Mo, der seltenen Erden, Wo und Uran verursacht werden. Das heißt, daß im allgemeinen die Elemente mit hohem Atomgewicht auch linienreichere Spektra besitzen. Ein deutlicher Zusammenhang mit dem Atomgewicht fehlt jedoch, sodaß es sich nicht lohnt, auf die Kurven und Tabellen näher einzugehen. Daß zunächst das Atomgewicht als Vergleichsmittel herangezogen ist, liegt bei dem engen Zusammenhang aller Eigenschaften der Elemente mit der Stellung im System nahe. Es wäre indes sehr wohl denkbar, daß man andere Konstanten, etwa die Atomvolumina benutzen müßte, um einen Vergleich zwischen den Linienspektren zu ziehen. Auf diesen Punkt will ich noch später zurückkommen. Zunächst soll immer das Atomgewicht herangezogen werden.

Einen besseren Vergleich zwischen den verschiedenen Elementen gestatten schon die Gruppierungen der vorkommenden

*) F. Exner und E. Haschek, Die Spektren der Elemente bei normalem Druck. 2. Aufl., Leipzig u. Wien 1911. Einleitung S. 36.

Gesetzmäßigkeiten. So findet man z. B. (man vgl. die Tabelle S. 93) bei den Elementen der ersten Kolumne (I) des natürlichen Systems nur Systeme von Paarserien, in der zweiten Paarserien, Tripletserien und Serien einfacher Linien, in der Kolumne V Spektra mit Paaren konstanter Schwingungsdifferenz, ohne Serien, in der Kolumne VI Paare und Tripletserien. Allein mit diesen Angaben ist nicht viel gewonnen. Denn im einzelnen sind die Kenntnisse über die fraglichen Serien noch sehr unvollkommen, gewisse Elemente fallen ganz heraus, und dazu umschreibt die oben gemachte Aussage nur die Erfahrung, daß die Elemente einer Kolumne in der Regel ähnlich gebaute Spektra besitzen.

Will man engere Beziehungen zum System der natürlichen Elemente erhalten, so bleibt nichts übrig, als die Zahlenangaben zu benutzen, die durch die gefundenen Gesetzmäßigkeiten geliefert werden. Hierbei kann man wieder zwei verschiedene Wege einschlagen, indem man entweder alle Elemente gleichzeitig heranzieht und die auf andere Weise als analog erkannten Serien (Haupt- oder Nebenserien) miteinander vergleicht, oder indem man von vornherein die Elemente in Gruppen einteilt und in diesen den Vergleich durchführt. In beiden Fällen wird man wiederum entweder eine Serienformel zugrunde legen können und die Serienkonstanten miteinander vergleichen, oder man wird unmittelbar von den Schwingungszahlen der Serien bzw. den Ausdrücken $VP(m)$ usw. ausgehen. Alle diese Wege sind versucht worden.

§ 84. Wir wollen zunächst die Lage der Serien bei den verschiedenen Elementen miteinander vergleichen. Dazu können die Tabellen S. 146 und S. 147 dienen, in denen die Anfänge bzw. Enden der Serien eingetragen sind. Man erkennt zunächst, daß in jeder Gruppe chemischer Elemente die Grenzen der Haupt- und Nebenserien im allgemeinen nach längeren Wellen rücken, wenn man von niederem zu höherem Atomgewichte übergeht. Dies gilt namentlich in den Gruppen Li, Na, K usw., Mg, Ca, Sr usw., und Al, In, Tl und zwar für die Grenzen von $D(m)$ und $S(m)$. Auch zeigt sich dabei, daß die Grenzen der Nebenserien im ganzen nach kürzeren Wellen wandern, wenn man im System der Elemente zu Kolumnen höherer Ordnung übergeht. Allein die Regel paßt nicht für die Hauptserien (vgl. Zn, Cd, Hg), auch nicht für einige Nebenserien einfacher Linien und absolut nicht für die B-Serien, die mit

wachsendem Atomgewicht bei den Alkalien nach dem blauen Ende des Spektrums rücken, bei anderen Elementen das entgegengesetzte Verhalten aufweisen oder überhaupt keinen Gang mit dem Atomgewichte zeigen.

Noch regelloser wird das Bild, wenn man die Serienanfänge (Tabelle 2, S. 148) betrachtet. In einigen Gruppen wandern die Serienanfänge in demselben Sinne, mit steigendem Atomgewicht, in dem auch die Serienenden sich bewegen, zum Teil (z. B. bei den Nebenserien der Alkalien) bedeutend schneller als die Grenzen, so daß die Seriensysteme gleichzeitig verschoben und auseinandergezogen werden. Jedenfalls kann von einer Kongruenz oder auch nur Ähnlichkeit der Seriensysteme verschiedener verwandter Elemente nicht die Rede sein, wenn man darunter versteht, daß das System der Schwingungszahlen eines gegebenen Elementes durch bloße Verschiebung oder Vergrößerung bzw. Verkleinerung in konstantem Verhältnis in das System eines nahe verwandten Elementes übergeführt werden kann. Nimmt man die Gültigkeit des Prinzips der dynamischen Ähnlichkeit als gesichert an, so ist aus dem Gesagten der Schluß zu ziehen, daß das schwingende System eines Elementes sich nicht nur durch seinen Maßstab von dem schwingenden System eines nahe verwandten chemischen Elementes von anderem Atomgewicht unterscheiden kann, sondern daß bei Veränderung des Atomgewichtes auch Änderungen des Schwingungsmechanismus eintreten müssen.

Eine vollständigere Übersicht über das Verhalten der Serien verschiedener Elemente liefern die Tabellen 4, 5 usw., S. 152ff., in denen die entsprechenden Werte $VP(m)$, $VD(m)$, $VS(m)$, $VB(m)$ sowohl nach den Gruppen des natürlichen Systems, wie nach ihrer Größe geordnet sind. In Tabelle 4 zeigt sich zunächst in jeder Gruppe, besonders deutlich bei den Alkalien, eine auffällige und gesetzmäßige Abnahme der Werte von $VP(m)$ mit steigendem Atomgewicht, wenn man analoge Serien (also Paare, Triplets, Einzellinien) miteinander vergleicht und von wenigen Ausnahmen in der Spalte $m = 1$ absieht. Dasselbe, nur im entgegengesetzten Sinne, zeigt die Tabelle 5, in der die Werte $VD(m)$ zusammengestellt sind. Doch verhalten sich einige Elemente wie Al, In, Tl gerade umgekehrt wie die übrigen, und in einigen Gruppen, wie z. B. bei Mg, Ca, Sr, Ba, finden sich scheinbar regellose Zu- und Abnahmen. Das gleiche Bild zeigt die Tabelle 6 mit den

Werten $VS(m)$, die sich bei manchen Gruppen, z. B. bei den Alkalien, wieder umgekehrt verhalten, wie die Werte $VD(m)$. Auch hier treten viele Ausnahmen auf, z. B. bei In.

Da die Werte $VB(m)$, wie früher erörtert, sich niemals stark von den Werten des Wasserstoffspektrums entfernen, so läßt sich, wie Tabelle 7, S. 157, zeigt, nicht viel über den Gang der Werte $VB(m)$ im natürlichen System aussagen. Immerhin steigen in der am meisten gesetzmäßig gebauten Gruppe der Alkalien alle Werte $VB(m)$ deutlich mit dem Atomgewicht. Auch macht sich im allgemeinen eine Tendenz zum Ansteigen der Beträge $VB(m)$ mit dem Atomgewicht bemerkbar.

Im ganzen muß man jedoch feststellen, daß auch bei Berücksichtigung aller Einzelwerte $VP(m)$, $VD(m)$, $VS(m)$ und $VB(m)$ das Bild sich nicht ändert, das man auf Grund der Betrachtung der Seriengrenzen und Serienanfänge erhält. Es ist eine Tendenz zur Verschiebung der korrespondierenden Glieder einer Serie in dem einen oder anderem Sinne vorhanden, wenn man Gruppen des Systems ins Auge faßt, allein von einer durchgreifenden oder gar zahlenmäßig faßbaren Gesetzmäßigkeit ist nicht die Rede.

§ 85. Nachdem sich so eine Anordnung der Serien als unmöglich erweist, die sowohl dem natürlichen System wie den Werten der Schwingungszahlen Rechnung trägt, liegt es nahe, die entsprechenden Terme einfach der Größe nach, ohne Rücksicht auf das System zu ordnen. Dies ist in den Tabellen 8 bis 13 nach dem Vorgang von Dunz*) geschehen. Es seien zunächst die Tabellen 8, 9, 10 und 11 ins Auge gefaßt. Läßt man die drei ersten, dem Ca, Ba, Sr angehörigen Serien beiseite, was sich einigermaßen rechtfertigen läßt, so ergibt sich, daß sich im großen und ganzen die Serienterme derartig in eine Tabelle ordnen lassen, daß jedes Glied einer Zeile größer ist, als das entsprechende Glied in der nächsten Zeile. In der ersten und zweiten Kolumne finden sich zwar eine Anzahl Ausnahmen derart, daß, wenn das Glied für $m = 1$ richtig eingeordnet ist, das Glied $m = 2$ und eventuell die folgenden Terme nicht passen, oder umgekehrt. Bei der Mehrzahl der Serien trifft dies jedoch nicht zu, oder es ist so einzurichten,

*) B. Dunz, Dissertation, Tübingen 1911.

daß von $m = 2$ oder allenfalls $m = 3$ ab die Anordnung nicht durchbrochen wird.

Weiter erkennt man, daß in den Tabellen für $VP(m)$ (Tab. 8) und $VD(m)$ (Tab. 9) nach Weglassung der drei ersten Zeilen gleichzeitig jede Kolumne die Fortsetzung der folgenden ist, so daß die Zahlen gleichmäßig von dem höchsten Werte in der linken oberen Ecke zum kleinsten in der rechten unteren laufen. Auch die Tabelle der $VB(m)$ (Tab. 12) zeigt beide Eigenschaften sehr deutlich.

Eine Ausnahme macht die Tabelle für $VS(m)$ (Tab. 11), die zunächst in der gleichen Anordnung wie bei Dunz gegeben ist. Hier nehmen zwar auch die Zahlen von links nach rechts ab, und im allgemeinen ist auch jede Zahl einer Horizontalreihe größer als die entsprechende der nächsten Reihe. Allein die Kolumnen schließen sich nicht aneinander an. Daß dies jedoch durch andere Aufstellung der Tabelle und eine an sich wohl zu rechtfertigende Numerierung der Serienterme zu erreichen ist, zeigt Tabelle 10, S. 160, in der die Glieder $VS(m)$ in derselben Weise geordnet sind wie in den anderen Tabellen.

In verschiedenen Tabellen folgen die Elemente in verschiedener Weise aufeinander und in einer Regellosigkeit, aus der sich nur die Reihenfolgen einiger besonders einheitlicher Gruppen, z. B. der Alkalien, hervorheben.

Dennoch hat die Anordnung wegen des vorhandenen Schematismus etwas Bestechendes, ganz abgesehen davon, daß sie zur Einordnung einzeln gefundener Serienglieder und zum Aufsuchen neuer sehr bequem ist. Man muß indes mit der Deutung der Regel vorsichtig sein, da sie sich zum größten Teile aus der Tatsache der ungefähren Gültigkeit einer Serienformel ergibt. Denn man kann, wie früher gezeigt, jeden Term der Tabellen angenähert etwa auf die Form:

$$VR(m) = \frac{N}{\left[m + p + \frac{\pi}{m^2}\right]^2}$$

bringen. Nun ist:

$$\frac{\partial R}{\partial p} = -2\,VR(m)/\left(m + p + \frac{\pi}{m^2}\right)\cdot$$

$$\frac{\partial R}{\partial m} = -2\,VR(m)\cdot\left(1 - \frac{2\pi}{m^3}\right)\Big/\left(m + p + \frac{\pi}{m^2}\right)\cdot$$

Für größere Werte von m wird also angenähert:

$$\frac{\partial R}{\partial p} = \frac{\partial R}{\partial m} = \psi(m),$$

wenn man den obigen Faktor mit $\psi(m)$ bezeichnet.

Nun kann man es, gleichfalls in erster Annäherung, durch Hinzunahme des ganzen Teiles von p zu m immer so einrichten, daß $0 < p < 1$. Dann folgt, daß $VR(m) - VR(m+1)$ größer ist als $VR(m, p_{max}) - VR(m, p_{min})$, wo p_{max} und p_{min} den größten bzw. kleinsten vorkommenden Wert von p bedeutet.

Denn es ist

$$\partial R_{m = const} = \partial p \,.\, \psi(m)$$
$$\partial R_{p = const} = \partial m \,.\, \psi(m)$$

somit

$$\frac{\partial R_{m = const}}{\partial R_{p = const}} = \frac{\partial p}{\partial m} = \partial p \quad (\text{für } \partial m = 1) < 1.$$

Die Abnahme von einer Kolumne zur anderen muß also immer größer sein, als die Abnahme in der Kolumne selbst. Ausnahmen können nur eintreten bei den Gliedern kleinster Ordnungszahl, bei denen sich der Einfluß der π bemerkbar macht. Dazu paßt, daß in der Regel dieselben Serien aus der Ordnung herausfallen, die sich ungenügend durch die bisherigen Serienformeln darstellen lassen, also $D(m)$ von Hg, Zn, Ag, Tl, Ca, Ba, $D(m)$ von Al, Mg, Zn usw., sowie die Serien einfacher Linien im Ultraviolett, deren Terme man in Tabelle 13 findet und die gar nicht mit in die betrachteten Tabellen aufgenommen sind, weil sie nicht hineinpassen. Man kann daher die fraglichen Schemata nicht als Ausdruck einer neuen Gesetzmäßigkeit ansehen, wie einige Autoren meinen, sondern nur als Konsequenz davon, daß die Abweichungen von den Formeln von Kayser-Runge und Rydberg bei den meisten Elementen innerhalb gewisser Grenzen bleiben und mit wachsenden Ordnungszahlen verschwinden.

Indes haben die Schemata der Tabellen 4 u. f. den Wert, daß sie die Serien der Elemente nach den Beträgen der Konstanten p, d, s, b ordnen, wenn man Glieder höherer Ordnung benutzt. Dies gilt freilich nur dann, wenn man die Konstanten p, d, s, b in die Grenzen 0 bis 1, 1 bis 2 usw. einschließt, was wohl nicht bei jeder Serienformel möglich ist, wie früher erläutert. Auch eine Abschätzung der Werte von p ist mittels der Tabelle leicht durchzuführen.

Endlich leuchtet ohne weiteres ein, daß die Differenzen der Reihe der reziproken Werte der $VR(m)$, also die Werte $\frac{1}{\nu_\infty - \nu}$ in demselben Umfange, wie die Rydbergsche Formel brauchbar ist, eine arithmetische Reihe bilden *), deren Differenz gleich $\frac{2}{N}$ ist. Denn man hat nach Rydberg:

$$VR(m) = \frac{N}{(m+p)^2},$$

somit

$$\frac{1}{VR(m)} = \frac{(m+p)^2}{N},$$

also

$$\frac{1}{VR(m+1)} - \frac{1}{VR(m)} = \frac{1}{N}(2m + 2p + 1).$$

Es müssen sich daher die Werte $\frac{N}{VR(m)}$ für die verschiedenen Seriensysteme der Elemente derart in ein aus Reihen und Kolumnen bestehendes Schema ordnen lassen, daß angenähert die Zahlen von jeder Kolumne zur nächsten innerhalb jeder Zeile um zwei Einheiten wachsen, während die Differenzen in jeder Kolumne von einer Zeile zur folgenden angenähert gleich $2(p'' - p')$ **) usw. sind und endlich die Zahlen in allen Kolumnen eine fortlaufend steigende Reihe bilden. Ich sehe des Raumes wegen davon ab, Proben dieser Tabellen wiederzugeben, obwohl sich manche Eigentümlichkeiten der Serien aus dieser Darstellung besser erkennen lassen als aus der früheren.

Aus alledem geht hervor, daß Schemata wie die besprochenen zwar geeignet sind, eine Übersicht über das Verhalten der verschiedenen Serien zu geben, daß man aus ihnen jedoch nicht mehr Aufschlüsse erwarten darf, als auch aus den Serienformeln unmittelbar zu gewinnen sind ***).

---

*) Dies ist zuerst von A. Schuster bemerkt worden. Nat. **57**, 320—321 (1898).

**) Unter p' und p'' werden die Werte von p in zwei aufeinanderfolgenden Zeilen verstanden.

***) Rydberg selbst hat ein Schema der besprochenen Art bei Aufstellung seiner Formel Dienste geleistet, und auch Kayser hat Tabellen der $\Delta\nu$ benutzt; man vgl. Kaysers Handbuch II, 555 (1902).

§ 86. Kayser und Runge haben schon bemerkt, daß ein Zusammenhang zwischen der Breite der Paare und Triplets, wie sie in der Tabelle 3, S. 150 zusammengestellt sind, und dem Atomgewicht besteht, derart, daß in jeder Gruppe von Elementen der Abstand analoger Paare oder Triplets ungefähr dem Quadrate des Atomgewichtes proportional ist. Der Quotient der Differenzen der Schwingungszahlen dividiert durch die Atomgewichte, ist also in jeder Gruppe chemischer Elemente einigermaßen konstant. Als Beispiel seien die Werte für die Gruppe der Alkalien angeführt, wobei a das Atomgewicht bedeutet.

	Na	K	Rb	Cs	Cu	Ag	Au
$\frac{\Delta\nu}{a^2} =$	325	381	322	309	622	794	981

Man sieht indes sofort, daß auch diese Beziehung nur eine roh angenäherte ist und daß die Abweichungen ganz aus den Grenzen der Messungsfehler herausfallen.

Runge und Precht*) stellen für die Differenzen die empirische Formel

$$a = c\Delta\nu^n$$

auf, wobei n in jeder Gruppe eine konstante Zahl bedeuten soll, und auch c eine Konstante bezeichnet. Daraus würde folgen

$$\log a = \log c + n \log \Delta\nu,$$

d. h. man würde eine gerade Linie erhalten, wenn man den $\log \Delta\nu$ als Abszisse, den $\log a$ als Ordinate wählt. In der Gruppe Mg, Ca, Sr, Ba, Ra würde sich danach aus den Werten von Mg, Ca, Sr, Ba die Formel

$$\log a = 0{,}2005 + 0{,}5997 \log \Delta\nu$$

ergeben. In der folgenden Tabelle sind die beobachteten und berechneten Werte nebeneinandergestellt; die $\Delta\nu$ beziehen sich dabei auf die Paare.

Während also für Mg, Ca, Sr, Ba die Rechnung ziemlich genau stimmt, zeigt sich bei der Extrapolation auf Ra eine sehr starke

*) C. Runge und J. Precht, Über die magnetische Zerlegung der Radiumlinien. Sitzungsber. Berl. Akad. 1904, 417—425. C. Runge, Physik. Zeitschr. 4, 752—754 (1904).

	$\Delta\nu$	a berechnet	a beobachtet
Mg	91,7	23,84	24,36
Ca	223,0	40,6	40,1
Sr	801,4	87,5	87,6
Ba	1691,1	136,9	137,4
Ra	4858,6	257,8	225

Abweichung. Man kann, wie Watts*) gezeigt hat, den Anschluß verbessern, indem man durch eine Kurve zweiten Grades die Interpolation zwischen Mg, Ca, Sr, Ba ausführt und wieder die *log* als Variabeln benutzt. Allein damit verliert die Beziehung jede Bedeutung, sie sinkt zu einer Interpolationsformel herab, die in jeder Gruppe neu aufgestellt werden muß.

Aus diesem Grunde seien auch eine Reihe weiterer Versuche zur Konstruktion eines Zusammenhanges der $\Delta\nu$ mit dem Atomgewicht, z. B. die Berechnungen von Ramage**) und Sutherland***) hier übergangen.

§ 87. Ein anderer Weg zur Einführung des Atomgewichtes ist die Betrachtung der Konstanten der Serienformeln statt der Schwingungszahlen selbst oder ihrer Differenzen. Daß der Vergleich der ersten Konstante, der Seriengrenzen, zu keinem Resultat führt, das sich zahlenmäßig formulieren ließe, ist bereits gezeigt worden. Daß das gleiche für die zweite und dritte Konstante der Kayser-Rungeschen Formeln zutrifft, zeigt Kayser†). Seitdem sind verschiedentlich Versuche gemacht worden, die Konstanten der Ritzschen Formeln in Beziehung zum Atomgewicht zu setzen. So betrachtet Ritz selbst††) an Stelle des Quotienten $\frac{\Delta\nu}{a^2}$ den Quotienten $\frac{p_2 - p_1}{a_2}$. Ich gebe im folgenden die von Ritz auf-

*) Vgl. auch G. Rudorf, Zeitschr. phys. Chem. **50**, 100—110 (1904).

) H. Ramage, Proc. Roy. Soc. **70, 1—26 (1901).

***) W. Sutherland, Phil. Mag. (6) **2**, 245—274 (1901).

†) H. Kayser, Handbuch II, 555 (1902).

††) W. Ritz, Physik. Zeitschr. **9**, 521—529 (1908).

gestellte Tabelle, wobei ich der Einfachheit halber bei den schon früher gemessenen Paaren die Zahlen von Ritz beibehalte, obwohl sie von denjenigen der oben gegebenen Tabellen etwas verschieden sind. Es sind immer Paarserien benutzt.

	Na	K	Rb	Cs	Cu	Ag	Mg	Ca	Sr	Zn	Cd	Hg	Al	In	Tl	He
$10^4 \frac{\Delta\nu}{a^2}$	323	378	323	316	618	790	688	661	515	910	932	1154	1528	1721	1870	638
$10^4 \frac{p_2 - p_1}{a^2}$	142	189	180	186	186	242	146	177	157	172	186	223	200	292	220	204*

Man erkennt, daß die Schwankungen absolut genommen kleiner geworden sind. Allein auch die relativen Schwankungen sind auf weniger als die Hälfte herabgegangen, wenn sie freilich immer noch über 100 Proz. betragen. Ritz ist der Meinung, daß die Abweichungen zum größten Teil davon herrühren, daß das Glied mit $\pi_2 - \pi_1$ nicht mit berücksichtigt sei und sieht als Zeichen für die Richtigkeit dieser Ansicht das starke Anwachsen der Abweichungen vom Durchschnitt bei den Elementen an, bei deren Serien dies Glied mit π_i eine besonders wichtige Rolle spielt, also Al, In, Tl, Zn, Cd, Hg. Ritz hat nicht angegeben, wie er sich die Berücksichtigung von π_1 dachte. Es erscheint jedenfalls ausgeschlossen, daß die Hinzufügung eines Gliedes mit $\pi_2 - \pi_1$ etwas an dem Resultat ändert, da die berechneten Werte von $\pi_2 - \pi_1$ bei den Elementen Al, Tl mehr als 10^{-6} mal kleiner sind als die Werte von $p_2 - p_1$. Bei Benutzung anderer Formeltypen sind die Größen π_1 und π_2 praktisch gleich, der Abstand der Paare hängt dann nur von der Differenz der Werte p_1 und p_2 ab.

Auf anderem Wege sucht Hicks**) nach Beziehungen der Serienkonstanten, indem er zunächst mit Hilfe seiner Formel mit möglichster Sorgfalt die Konstanten p und π in dem Nenner $[m + p_i + \pi_i/m]^2$ berechnet und neben dem Atomgewicht auch das Atomvolumen heranzieht.

*) Zahlen zum Teil korrigiert nach den Messungen von Paschen, Ann. d. Phys. (4) **29**, 625—663 (1909).

) W. M. Hicks, Phil. Trans. A., **210, 57—111 (1910); **212**, 33—73 (1912).

Er kommt zunächst zu dem Schlusse, daß in den D-Serien der Quotient $\frac{\pi_i}{p_i - 1}$ eine universelle Konstante ist, nämlich ungefähr 0,21520 oder $2/3\,\pi = 0{,}21511$. Unter gewissen Voraussetzungen soll das gleiche auch in den S-Serien zutreffen.

Für das weitere wird es sich empfehlen, zunächst die verschiedenen Gruppen der Elemente zu unterscheiden. In der Gruppe der Alkalien macht Li eine Ausnahme. Läßt man dies Element beiseite und bezeichnet mit s eine ganze Zahl, die für Na gleich 2, K gleich 4, Rb gleich 5, Cs gleich 6 ist, so lassen sich die beiden Konstanten der $VR(n)$ der verschiedenen Serien mittels zweier Größen ausdrücken, von denen die eine vom Atomvolumen, die andere vom Atomgewicht abhängt.

Die letztere Größe W wird praktisch richtig gefunden mittels der Regel

$$W = w^2/0{,}0141$$

für Natrium, wo w den hundertsten Teil des Atomgewichtes bedeutet und für die übrigen Alkalien

$$W = \frac{s}{(s-1).0{,}0141}.$$

Danach lauten die Ausdrücke für die verschiedenen Serien wie folgt:

$$VB(m) = \frac{N}{\left[m + 1 - 2W\left(1 - \frac{1}{m}\right)\right]^2}$$

$$VP(m) = \frac{N}{\left[m + 1 - W\left(1 - \frac{1}{m}\right) + 0{,}074560\left(1 - \frac{0{,}21520}{m}\right)s\right]^2}$$

für die erste Komponente,

$$VP(m) = \frac{N}{\left[m + 1 - W\left(3 - \frac{1}{m}\right) + 0{,}074560\left(1 - \frac{0{,}21520}{m}\right)s\right]^2}$$

für die zweite,

$$VD(m) = \frac{N}{\left[m + 1 - W\left(1 - \frac{1}{m}\right) - 0{,}074560\,s + \frac{d}{m}\right]^2},$$

$$VS(m) = \frac{N}{[\text{Nenner von } VD(m) - 0{,}5 + x]^2},\quad x \backsim 0{,}1.$$

Mit dem Atomvolumen lassen sich die gleichen Formeln dadurch in Zusammenhang bringen, daß man in der Hauptserie

$$p = 0{,}986 + k \,.\, \text{Atomvolumen}$$
$$-\pi_i = k \,.\, \text{Atomvolumen} \,.\, 0{,}195$$

setzt, wo k einen für alle Alkalien (mit Ausnahme von Li) konstanten Faktor bedeutet. Beide Darstellungen führen praktisch zu demselben Resultat.

Bei den anderen Elementen tritt zunächst die Schwierigkeit auf, daß die Serienformel von Hicks durch Hinzunahme weiterer Glieder im Nenner modifiziert werden muß, um die Serien darzustellen. Ferner muß entschieden werden, welche der beiden bei Triplets auftretenden Differenzen der Schwingungszahlen zum Vergleich heranzuziehen ist. Hicks findet hier, daß für w die Hälfte der Differenzen der Nenner zu nehmen ist, die zu den beiden näher gelegenen Komponenten der Triplets gehören. Dann lassen sich die Terme der zweiten Nebenserie auf Formen bringen, die denjenigen der Hauptserien der Alkalien analog sind, z. B.:

Element	$\sqrt{N/VB(m)}$
Zn	$m + 1 - W(1 - m^{-1}) + 0{,}290\,(1 - 0{,}215\,.\,m^{-1})$
Cd	$m + 1 - W(1 - m^{-1}) + 0{,}360\,(1 - 0{,}215\,.\,m^{-1})$
Cu	$m + 1 - W(1 - m^{-1}) + 0{,}310\,(1 - 0{,}215\,.\,m^{-1})$
Hg	$m + 1 - W/4 + 0{,}317\,(1 - 0{,}215\,.\,m^{-1})$

Ähnliche Formeln lassen sich für Mg, Ca, Sr, Ba, Al, Ga, In, Tl aufstellen, bei denen freilich die Größe W durch Faktoren ersetzt ist, die sich, und zwar mit Zahlenfaktoren bis zu 45, als Multipla der Differenzen der zu den Gliedern der Triplets gehörigen Nenner schreiben lassen.

Dann untersucht Hicks den Ausdruck

$$\sqrt{N/VB(m)} \text{ für } m = 1,$$

dividiert durch das doppelte Atomvolumen, und erhält, zum Teil nach einigen Korrektionen von zweifelhafter Sicherheit, ganzzahlige Multipla des Wertes 0,002740, so daß sich schließlich alle Nenner auf die Form

$$\sqrt{N/VB(m)} = m + 1 - W(1 - m^{-1}) + \alpha(1 - k m^{-1}) s v$$

bringen lassen, wo $k = 0{,}21520$, $\alpha = 0{,}002740/(1-k)$, v das Atomvolumen und s eine ganze Zahl ist, die für die verschiedenen Elemente die folgenden Werte hat:

Na	K	Rb	Cs	Mg	Ca	Sr	Ba	Ra	Zn	Cd	Eu	Hg	Al	Ga	In	Tl
2	2	2	2	8	7	6	6	6	9	8	7	6	8	8	6	5

Die frühere Regel zur Bestimmung von W läßt sich jedoch außerhalb der Gruppe der Alkalien nicht festhalten.

Endlich zeigt sich, daß in den Hauptserien die Differenzen der Nenner $\sqrt{N/VP(m)}$ in korrespondierenden Linien nicht konstant sind, sondern nach dem Gliede $m = 1$ auf 0,7 ihres ursprünglichen Betrages sinken.

Wenn auch zugegeben werden muß, daß die von Hicks aufgedeckten Beziehungen innerhalb der Grenzen der Beobachtungsfehler richtig sind, so fehlt den Regeln bei ihrer Komplikation doch die Überzeugungskraft. Es läßt sich nicht übersehen, ob es sich nicht um Zahlenspielereien handelt, zumal da zahlreiche Ausnahmen auftreten, die nur durch Hilfsannahmen, zum Teil künstlicher Art, (z. B. bei Li) beseitigt werden können und da die auftretenden ganzzahligen Faktoren oft sehr hohe Werte, bis zu 45, erreichen. Wenn sich auch wohl die eigentliche Bedeutung dieser Zahlenbeziehungen vielleicht später aufdecken lassen wird, so kann man einstweilen nur sagen, daß zwar ein Zusammenhang mit dem Atomgewicht und dem Atomvolumen besteht, allein die Natur desselben aus den Konstanten der Hicksschen Serienformel nicht mit Sicherheit zu entnehmen ist.

§ 88. Schon vor Hicks hat Reinganum*) versucht, die ersten Serienkonstanten in Beziehung zum Atomvolumen zu setzen. Er verwendet dazu die Logarithmen der Atomvolumina (Atomgewichte dividiert durch die Dichte) und die Logarithmen der Konstanten A der Formeln von Kayser und Runge, indem er die letzteren als Abszissen, die ersteren als Ordinaten benutzt. Man erhält dann angenähert eine gerade Linie. Vergleicht man direkt in jeder Gruppe von Elementen die Konstante A der Hauptserien oder der Nebenserien (ersteres bei den Alkalien) mit den Atomvolumen, so zeigt sich ein Gang im gleichen Sinne, wie die

*) M. Reinganum, Physik. Zeitschr. 5, 302—303 (1904).

folgende Tabelle lehrt. v bedeutet das Atomvolumen, a das Atomgewicht.

I.

	A	v	a
Cu	31 592	7,2	63
Mg	30 712	10,2	108
Li	29 587	11,9	7
Na	24 475	23,6	23
K	21 991	45,0	39
Rb	20 939	56,2	85
Cs	19 743	70,7	133

II.

	A	v	a
Zn	42 945	9	65
Cd	40 755	12,9	112
Hg	40 159	13,9	200
Mg	39 796	14,1	24
Ca	33 919	25,5	40
Sr	31 031	34,5	88

III.

	A	v	a
Al	48 308	10,4	271
In	44 515	15,3	115
Tl	41 542	17,3	204

Man erhält in allen drei Gruppen eine fortlaufende Reihe, wenn man die Atomvolumen der zweiten Gruppe durch 4, diejenigen der dritten durch 6 teilt. Nur In und Zn fügen sich nicht ein:

	A	v		A	v
Al	48 308	1,73	Cu . . .	31 592	7,2
In	44 515	2,55	Sr	31 031	8,6
Zn	42 945	2,25	Ag . . .	30 712	10,2
Tl	41 542	2,88	Li	28 587	11,9
Cd	40 755	3,22	Na . . .	24 475	23,6
Hg	40 159	3,47	K	21 991	45,0
Mg	39 796	3,50	Rb . . .	20 939	56,2
Ca	33 919	6,37	Cs	19 743	70,7

Um den Zusammenhang mit den Rechnungen von Hicks zu finden, bedenke man, daß die Grenze A auf die Form $N/\left(m+p+\frac{\pi}{m^2}\right)^2$ zu bringen ist. Somit wäre:

$$log\ v = b + c\ log\ A = b + c\left[log\ N - 2\ log\left(m+p+\frac{\pi}{m}\right)\right]$$

(für $m = 1$).

Also:

$$log\ v + 2\,c\ log(1 + p + \pi) = const,$$

oder

$$v.(1 + p + \pi)^{2c} = const,$$

während Hicks die Annahme $2c = -1$, also

$$v/(1 + p + \pi) = const$$

macht.

In neuerer Zeit ist Rossi*) zu ähnlichen Schlüssen gelangt, indem er von einer Formel von Ritz ausgeht, die aber freilich im Resultat keine Rolle mehr spielt. Dann ergibt der Vergleich der beobachteten Werte der Grenzen der Nebenserien einen nahezu linearen Zusammenhang zwischen *log v* und *log A*, wobei indes eine Anzahl Elemente, z. B. Li, Na, Tl, starke Abweichungen zeigen. Rossi setzt $A = const \cdot v^{-B}$, was sich auch wieder schreiben läßt:

$$v\ (1 + p + \pi)^{2c} = const,$$

wie früher. Zwischen den Konstanten B und dem Faktor von v^{-B} findet Rossi keinen einfachen Zusammenhang.

Danach scheint also ein gewisser Zusammenhang zwischen dem Atomvolumen und der Grenze der Haupt- und Nebenserien, bzw. zwischen dem Atomvolumen und der Summe der Konstanten $p + \pi + 1$ zu bestehen, der sowohl für die Formeln von Ritz, wie für die Formel Mogendorff-Hicks gelten würde. Die Bedeutung der im einzelnen bleibenden Abweichungen läßt sich nicht übersehen, da das Atomvolumen eine Funktion der Temperatur ist, und außerdem die Dichte für manche Elemente nicht hinreichend genau bekannt ist. Auffällig ist ferner, daß man in der Gruppe der Alkalien die Grenze der Hauptserie, also $N/(1 + s + \sigma)^2$, bei den anderen untersuchten Elementen dagegen eine der Grenzen der Nebenserien, in der Regel die größte unter ihnen, also $N/(1 + p + \pi)^2$ nehmen muß, wenn die Regel stimmen soll. Es lassen sich allerdings, wie Hicks auch ausführt, eine Reihe von Gründen angeben, durch die man die ersten Nebenserien bei den erwähnten Gruppen der Elemente in Analogie zu den Hauptserien der Alkalien setzen kann. Allein auf der anderen Seite tritt doch die Eigenschaft der Hauptserien in vieler Hinsicht, z. B. im Zusammenhang des Kombinationsprinzips und rücksichtlich der Zeemanzerlegung, so deutlich hervor,

*) R. Rossi, Phil. Mag. (6) **22**, 922—925 (1911).

daß es jedenfalls künstlich erscheint, nicht die gleichartigen Serien miteinander zu vergleichen.

§ 89. Endlich sei einiger Versuche gedacht, die Serienkonstanten mit anderen physikalischen Größen in Verbindung zu bringen. So entwickelt Bernouilli*) auf theoretischem Wege eine Formel für die Schwingungszahlen ionisierter Gase, in deren Konstanten der Partialdruck der leuchtenden Dämpfe und ganzzahlige Bruchteile des Atomvolumens eingehen. Da ein direkter Vergleich mit der Erfahrung nicht möglich ist, so sei hier nur auf diese Formeln hingewiesen.

F. Sanford**) geht aus von einer Theorie der Ladungen der positiven Ionen, in deren Zusammenhang der Schluß gezogen wird, daß die Ladungen verschiedener Ionen in einem gegebenen elektrischen Feld proportional dem Produkte aus der Masse in die Wanderungsgeschwindigkeit sind. Auf diesem Wege berechnet Sanford charakteristische Ladungen der Elemente relativ zum Wasserstoff, die er für die zweiwertigen Elemente noch mit 2 multipliziert. Trägt man die so gewonnenen Zahlen als Abszissen, die Grenzen der Hauptserien der Alkalien und der ersten Nebenserien der übrigen Elemente als Ordinaten ein, so erhält man eine hyperbolische Kurve, die die Grenzen der Elemente Li, Na, K, Rb, Cs, Mg, Ca, Sr, Cu, Ag, ziemlich genau aufnimmt. Wenn weiter Sanford einen ähnlichen hyperbolischen Zusammenhang zwischen den Werten der Seriengrenzen und den Refraktionskonstanten Gladstone's zu finden glaubt, so wird den Zahlen schon Gewalt angetan. Auch die Schmelzpunkte und die Kompressibilitäten sollen in ähnlichen Zusammenhängen mit den Seriengrenzen stehen. Endlich soll der Zusammenhang zwischen den Druckverschiebungen und den Seriengrenzen ein linearer sein.

Sieht man ganz von dem hypothetischen Charakter der benutzten Atomladungen und davon ab, in welcher Weise es etwa gelingen könnte, einen derartigen Zusammenhang verschiedenartiger physikalischer Größen verständlich zu machen — die neuere Zeit hat ja manche Überraschungen in dieser Hinsicht gebracht, die es bedenklich erscheinen lassen, irgend einen Zusammenhang

*) A. L. Bernouilli, Ion **1**, 98—110 (1908).
) F. Sanford, Astrophys. Journ. **36, 255—262 (1912).

a priori auszuschließen —, so stimmen doch die behaupteten Regelmäßigkeiten so wenig genau und zeigen so viele Ausnahmen, daß sie als begründete Regeln nicht angenommen werden können.

Im ganzen sind also die Kenntnisse über den Zusammenhang der Serienkonstanten mit den chemischen oder physikalischen Konstanten der Elemente noch äußerst gering. Es zeigt sich, wie auch bei anderen Eigenschaften der Elemente, eine deutliche Periodizität und auch eine Analogie im Verhalten der einzelnen Gruppen. Allein es ist bisher nicht gelungen, für die offenbar vorhandene Gesetzmäßigkeit einen zureichenden zahlenmäßigen Ausdruck zu finden.

Desgleichen ist bisher kein Zusammenhang der universellen Konstante der Formeln vom Rydbergschen Typus mit irgend welchen Naturkonstanten festgestellt worden, wenn man an dieser Stelle hypothetische Ansätze unberücksichtigt läßt.

§ 90. Im vorstehenden sind die Gesetzmäßigkeiten in den Linienspektren besprochen worden, sofern sie sich durch das Auftreten von Serien, Seriengruppen und Kombinationslinien zu erkennen geben. Es ist eine Frage, ob man bei allen Elementen derartige Gesetzmäßigkeiten erwarten darf. Die Erfahrung spricht nicht eben für die Bejahung dieser Frage, denn bei einer großen Anzahl von Elementen sind bisher keine Anzeichen von Serien gefunden worden, wenn auch die bei manchen Elementen wiederholt auftretenden Paare und Triplets mit konstanter Wellenlängendifferenz es nahelegen, anzunehmen, daß es sich hier um Bruchstücke von Serien handelt, die in noch nicht genügend erforschten Spektralbezirken verlaufen oder nur unter bestimmten Bedingungen sichtbar werden, etwa wie gewisse Serien aus dem Spektrum des Wasserstoffs. Man kann in diesem Zusammenhange ferner darauf hinweisen, daß die Serien der Elemente mit höherem Atomgewicht vielfach schneller abklingen, nicht bis zu so hohen Ordnungszahlen beobachtet werden können, wie etwa die Serien der Alkalien. So ist die Vermutung ausgesprochen worden, daß sich bei manchen Elementen möglicherweise die Serien auf die stärksten Grundschwingungen beschränken könnten und daß in linienreichen Spektren die übrigen Linien als Kombinationen dieser starken Linien, gleichsam als deren „débris“ aufgefaßt werden müßten.

Es dürfte indes verfrüht sein, in einer derartigen Ansicht zurzeit mehr sehen zu wollen als eine geistreiche Idee. Denn auf der einen Seite hat sich gezeigt, daß bei manchen keineswegs besonders linienreichen Elementen von niedrigem Atomgewicht, wie z. B. den Haloiden, bisher keine Serien nachgewiesen werden konnten, während nahestehende Elemente, z. B. aus der Sauerstoffgruppe, sehr gesetzmäßigen Bau besitzen. Auf der anderen Seite sind auch bei sehr linienreichen Elementen, wie z. B. Scandium oder Europium, neuerdings Serien gefunden worden, trotzdem sogar der Bereich der Schumannstrahlen und ebenfalls das Ultrarot zahlreicher Spektra noch so gut wie unerforscht sind. Endlich ist auch zu bedenken, daß, wie früher gezeigt, zweifellos viele Linien aufgewiesen werden können, die sich nicht als Kombinationslinien auffassen lassen, wenn man nicht die Kombinationsmöglichkeiten in einer solchen Weise erweitern will, daß dadurch die Eindeutigkeit der Kombinationen und damit das Kombinationsprinzip selbst verloren geht. Es ist also zurzeit kein Grund einzusehen, warum nicht bei allen Elementen Seriensysteme mit ihrem Zubehör sollten aufgefunden werden können. Auf der anderen Seite muß aber auch die Existenz von Nichtserienlinien, also solcher Linien als gesichert bezeichnet werden, die in keinem bisher erkennbaren Zusammenhang mit den Serienlinien stehen. Endlich ist auch zu bedenken, daß es bei der Unvollkommenheit unserer jetzigen Kenntnisse über den Serienbau nicht ausgeschlossen ist, daß die bisherigen Grundtypen der *P*-, *S*-, *D*-, *B*-Serien noch einer Erweiterung bedürfen.

§ 91. Es sei daher noch in Kürze über diejenigen Elemente berichtet, die zwar keine Serien besitzen, allein in anderer Beziehung Andeutungen von Gesetzmäßigkeiten aufweisen.

Schon Kayser und Runge[1]) haben bemerkt, daß die Spektra von Zinn, Blei, Arsen, Antimon und Wismut sich dadurch als gesetzmäßig gebaut erweisen, daß in ihnen zwei oder mehr Wellenlängendifferenzen häufig wiederkehren. Man kann also aus einem dieser Spektra eine gewisse Gruppe von Linien aussondern und dann durch Addition der gefundenen Differenzen zu Schwingungszahlen dieser Gruppe neue Gruppen von Linien erhalten. Diese mittels der konstanten Differenzen gefundenen Linien liegen in der Regel im kurzwelligen Teil des Spektrums und nehmen unter

Umständen den überwiegenden Teil der starken Linien des Bogenspektrums auf. Die häufige Wiederholung der gleichen Differenzen schließt bereits einen Zufall aus. Doch hat auch die Untersuchung des Zeemaneffektes für diese Linien gezeigt, daß es sich um zusammengehörige Linien handelt. Wie diese jedoch zusammenzufassen sind, steht dahin. In neuerer Zeit hat Lohuizen*) den Versuch gemacht, in den Spektren von Zinn und Antimon Serien aufzustellen. Er sieht dabei die von Kayser und Runge gefundenen konstanten Differenzen der Schwingungszahlen als die Differenzen der Grenzen paralleler Serien an, so daß er die Linien in eine große Reihe nach Art der der Komponenten einer Nebenserie parallel laufender Serien auflöst. Es muß sich aber wohl erst noch zeigen, ob die Zusammenfassung einer verhältnismäßig geringen Anzahl von Linien in eine große Zahl von Serien als richtig gelten kann, da sich auch gegen die Zuordnung im einzelnen vielfach Bedenken erheben lassen, und der Typus sehr zahlreicher paralleler Serien bisher bei keinem anderen Element gefunden ist.

Im Spektrum des Argons hat Rydberg eine ähnliche Wiederholung einer Gruppe von vier Linien mit konstanter Differenz der Schwingungszahlen gefunden, wie Kayser und Runge bei den erwähnten Elementen. Bei Palladium, Platin, Ruthenium hat ferner Kayser ähnliche Differenzen gefunden. Snyder gibt für Rhodium, Ru, Ir, Ni, Pt, Pd, Os ebenfalls eine derartige Wiederholung konstanter Differenzen, daß sich eine große Zahl der Linien in ein aus Zeilen und Kolumnen bestehendes Schema einordnen läßt, so, daß die Differenzen der Schwingungszahlen zwischen je zwei Zeilen und je zwei Kolumnen konstant sind.

Endlich hat Watson**) in dem Spektrum des Neons eine größere Anzahl von Gruppen gefunden, die aus Triplets und Quadruplets von konstanter Differenz der Schwingungszahlen zusammengesetzt, sich verschiedene Male wiederholen, ähnlich wie die Gruppen Rydbergs im Spektrum des Argons. Doch ist der Intensitätsverlauf in den verschiedenen Gruppen nicht immer der gleiche. Watson vermutet, daß man es hier mit Bruchstücken von Serien zu tun habe. Allein es fehlt an einem Beweis für die Richtigkeit dieser Ansicht.

*) L. van Lohuizen, Diss., Amsterdam 1912.

) H. E. Watson, Astrophys. Journ. **33, 399—405 (1911); Cambr. Proc. **16**, 130—135 (1911).

Mit diesen Daten ist das Wenige angeführt, was über die nicht durch die Serien aufgenommenen Gesetzmäßigkeiten in Linienspektren bekannt ist, sofern wie bisher zunächst an Beziehungen zwischen den Schwingungszahlen gedacht wird.

Über etwaige Beziehungen der Außerserienlinien, also solcher Linien, die weder von den Serien selbst, noch von den Kombinationen aufgenommen werden, läßt sich zurzeit gar nichts aussagen. Möglicherweise werden die Erfahrungen über das spezielle Verhalten verschiedener Linien unter wechselnden Leuchtbedingungen noch Hinweise in dieser Richtung liefern. Es ist vielleicht gut, in diesem Zusammenhange nochmals zu betonen, daß ja auch die Seriengesetze erst durch die physikalischen Beziehungen der durch sie zusammengefaßten Linien ihre volle Bedeutung erhalten. Auf diesen Punkt soll weiterhin noch eingegangen werden.

3. Gesetzmäßigkeiten in Bandenspektren.

§ 92. Es ist bereits früher hervorgehoben worden, daß zwischen dem Bau und den Eigenschaften der Bandenspektra und denjenigen der Linienspektra streng zu unterscheiden ist. Schon äußerlich ist ein Bandenspektrum in der Regel dadurch zu erkennen, daß sich in bestimmten Teilen des Spektrums zahlreiche Linien häufen und hier sogenannte Banden bilden. Durch die Verschiedenheit des Aussehens dieser Banden entsteht eine große Mannigfaltigkeit von Spektren, in die bisher kein einheitliches System gebracht ist, obwohl es aus manchen Gründen wahrscheinlich ist, daß man eine ganze Reihe verschiedener Klassen oder Typen von Bandenspektren unterscheiden muß. Aus demselben Grunde ist es auch zurzeit nicht möglich, eine einwandfreie Definition eines Bandenspektrums zur Unterscheidung von einem Linienspektrum zu geben, ohne auf den speziellen Bau der Bandenspektra einzugehen. Es leuchtet daher ein, daß vorläufig nur eine sehr beschränkte Kenntnis der Gesetzmäßigkeiten in Bandenspektren möglich ist, weil sich die Mannigfaltigkeit der Spektra der verschiedenen Elemente und Verbindungen nicht übersehen läßt.

Zu diesen Gründen, die die Aufstellung allgemeiner Regeln für Bandenspektra, wie sie etwa die Seriengesetze für Linienspektra darstellen, erschweren, kommt als besonders wichtiger

Umstand die relative Unveränderlichkeit der Bandenspektra. Es ist bei Besprechung der Gesetzmäßigkeiten der Linienspektra wiederholt hervorgehoben worden, daß bloße Zahlenbeziehungen zwischen den Schwingungszahlen nur von geringem Werte sind, daß vielmehr die Bedeutung der gefundenen Gesetzmäßigkeiten vor allem in dem gleichartigen Verhalten der durch Formeln zusammengefaßten Linien gegenüber den Bedingungen der Leuchterregung liegt, und daß es keinen Sinn hat, Schwingungszahlen von Linien zusammenzufassen, die sich nach Intensität, Aussehen, Zeemaneffekt usw. unterscheiden.

Nun sind freilich die Linien eines Bandenspektrums in gewissem Grade durch ihre Intensität charakterisiert, in einigen Fällen auch durch ihr Aussehen, ferner ist es möglich, durch Druck, Magnetfelder usw. in einigen Spektren gewisse Veränderungen hervorzubringen, von denen noch die Rede sein soll. Im allgemeinen tritt die Veränderlichkeit der Bandenspektra jedoch gänzlich zurück, wenn man sie mit derjenigen der Linienspektra vergleicht. Man ist infolgedessen auf den Intensitätsverlauf und das Aussehen der Linien als einzige Kriterien der in Formeln zusammenzufassenden Schwingungszahlen angewiesen. Beide Indizien können bei der großen Zahl der Linien mancher Bandenspektra und gewissen Unregelmäßigkeiten im Intensitätsverlaufe leicht täuschen, so daß es häufig zweifelhaft bleibt, welche Linien als Gruppe anzusehen sind. Hierzu kommen noch zwei weitere Momente. Zunächst ist die Zahl der Linien in vielen Spektren so groß, und sie liegen in vielen Spektralbezirken so dicht, daß bisher nur eine unvollständige Auflösung gelungen ist (auf die Breite einer einzigen, mittelmäßig scharfen Linie eines Linienspektrums, wie etwa dasjenige des Hg bei mäßigem Druck, kommen unter Umständen zehn und mehr Linien eines Bandenspektrums). Es ist daher für diese Spektra keine eindeutige Zuordnung von Wellenlängen oder Schwingungszahlen möglich, obwohl die außerordentliche Schärfe der Linien solcher Spektra gestatten würde, die Schwingungszahlen der einzelnen Linien mit großer Genauigkeit festzulegen. Sodann sind aber auch die bisher aufgestellten Formeln für Bandenspektra in den meisten Fällen so ungenau, daß auch die rein rechnerische Zuordnung an Sicherheit verliert. Aus allen diesen Gründen ist mit der Aufzählung der vorhandenen Formeln für Bandenspektra nicht viel gewonnen, und

es empfiehlt sich, bei der Behandlung der in § 36 genannten Regeln einen etwas anderen Weg einzuschlagen, indem der Besprechung der Gesetzmäßigkeiten eine Beschreibung einiger ausgewählter Typen von Bandenspektren vorausgeschickt wird.

§ 93. Eine Übersicht über die bisher bekannten Bandenspektra gibt die folgende Tabelle, die in ihrer Anordnung dem natürlichen System der Elemente folgt. Ein *L* bedeutet, daß das betreffende Element ein Linienspektrum besitzt. Sind mehrere Linienspektra bekannt, so ist deren Zahl vor *L* angegeben. Die Zahl der Bandenspektra ist durch eine Ziffer mit nachfolgendem *Bd* angedeutet. Bei Verbindungsspektren ist die Formel der Verbindung angegeben. Sämtliche Verbindungsspektra sind Bandenspektra. In einigen Fällen, z. B. bei den Oxyden und Haloidverbindungen sind die einzelnen Verbindungen der Kürze wegen nicht alle angeführt. Im einzelnen ist vieles unsicher. So ist von vielen Spektren nur die Existenz bekannt, nicht aber der Bau. In anderen Fällen ist es zweifelhaft, ob ein Bandenspektrum einem Element oder einer Verbindung zugerechnet werden muß, oder es ist zwischen mehreren Verbindungen zu wählen. Zu einer Diskussion der Einzelfragen fehlt es hier an Raum. Doch genügt die Übersicht, um zu zeigen, daß fast alle Elemente Bandenspektra besitzen, zum Teil sogar mehrere. Da sich endlich kein Kriterium für die Unterscheidung zwischen einem Bandenspektrum eines Elementes und einer Verbindung angeben läßt, so soll zunächst nicht zwischen Bandenspektren von Elementen und Verbindungen unterschieden werden. Die Beziehungen zwischen den Bandenspektren der Elemente und Verbindungen sollen zuletzt besprochen werden.

§ 94. Zu einem eingehenden Vergleiche der verschiedenen Arten der Bandenspektra fehlt es hier an Raum und auch an der Möglichkeit genügender Illustration. Es seien daher zunächst einige Beispiele aus den in der folgenden Tabelle genannten Bandenspektren angeführt. Als erstes Beispiel wähle ich die Banden, die man in jedem Kohlebogen in Luft erhält (Swan-Spektrum). Dieselben bestehen aus der Übereinanderlagerung verschiedener Spektra, die der Kohle selbst oder dem Kohlenoxyd, dem Cyan, Stickoxyden und Wasserdampf zugezählt werden, wobei

	0	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII
1	H [2 L, H_2O] He [1 L]	Li [1 L, 1 Bd]	Be [1 L, 1 Bd]	B [1 L, 1 Bd]	C [1 L, 1 Bd] [CO, CO_2, Cy, CH]	N [1 L, 1 Bd] [NO, NO_2]	O [2 L, 3 Bd] [Oxyde, Ozon]	F [1 L] [viele Ver- bindungen]	
2	Ne [1 L]	Na [1 L, 2 Bd]	Mg [1 L] [MgO, MgH, MgF_2 $MgCl_2$, $MgBr_2$ MgJ_2]	Al [1 L, 1 Bd]	Si [1 L, 6 Bd] [Haloidver- bindungen]	P [1 L, 4 Bd]	S [2 L, 1 Bd] [SO_2]	Cl [1 L, 1 Bd] [viele Ver- bindungen]	
3	A [2 L]	K [1 L, 1 Bd]	Ca [1 L, 1 Bd] [CaO, Haloid- verbindung.]	Sc [1 L, 1 Bd]	Ti [1 L, 1 Bd] [$TiCl_4$]	V [1 L, 1 Bd]	Cr [1 L, 1 Bd]	Mn [1 L] [Oxyde]	Fe [1 L, 1 Bd] Co [1 L] Ni [1 L, 1 Bd]
4		Cu [1 L, 1 Bd] [CuO, Haloid- verbindung.]	Zn [1 L, 1 Bd]	Ga [1 L]	Ge [1 L]	As [1L, 1Bd]	Se [2L, 1Bd]	Br [1L, 1Bd] [viele Ver- bindungen]	
5	Kr [2 L]	Rb [1 L, 1 Bd]	Sr [1 L, 1 Bd] [SrO, Haloid- verbindung.]	Y [1 L, 1 Bd]	Zr [1 L, 1 Bd]	Nb [1 L, 1 Bd]	Mo [1 L]		Ru [1 L] Rh [1 L] Pd [1 L, 1Bd]
6		Ag [1 L, 1 Bd]	Cd [1 L, 1 Bd]	In [1L, 1Bd]	Sn [1 L, 1 Bd]	Sb [1L, 1Bd]	Te [1L, 1Bd]	J [1 L, 1 Bd] [viele Verb.]	
7	X [2 L]	Cs [1 L, 1 Bd]	Ba [1 L, 1 Bd] [BaO, Haloid- verbindung.]	La [1 L, 1 Bd]	Ce [1 L, 1 Bd]				
8						Ta [1 L]	Wo [1 L, 1 Bd]		Os [1 L] Sr [1 L]
9		Au [1 L, 1 Bd] [$AuCl_3$]	Hg [1 L, 1 Bd] [Haloidver- bindungen]	Tl [1L, 1Bd]	Pb [1 L, 1 Bd] [Chlorid]	Bi [1L, 1Bd]			Pt [1 L, 1 Bd]
10	Nt [1 L]		Ra		Th [1 L, 1 Bd]		U [1 L, 1 Bd]		

Außerdem: Dy [1 L], Er [1 L], Eu [1 L], Gd [1 L, 1 Bd], Cp = Lu [1 L], Nd [1 L], Nb [1 L], Ny = Ad [1 L, 1 Bd], Po [1 L], Pr [1 L], Sa [1 L], Tb [1 L, 1 Bd], Tm = Tu [1 L].

im einzelnen manches zweifelhaft ist. Fig. 8 gibt einen Ausschnitt einer Photographie mit kleinem Konkavgitter. Eine Einheit der beigedruckten Skala bedeutet 10 *A*. Das Spektrum ist normal, die langen Wellen liegen links. Die Zusammensetzung des ganzen Spektrums aus einzelnen scharfen Linien ist bei der Art der Reproduktion kaum zu erkennen. Man sieht, daß der abgebildete Teil des Spektrums in zwei verschiedene Stücke zerfällt, den Teil oberhalb λ 5700 und den Teil unterhalb λ 5700.

In dem ersten Teile erkennt man nur bei genauerer Betrachtung einige Stellen, an denen die Linien besonders zahlreich sind und die zugleich intensiver sind als der Rest der Gruppe (in der Figur bezeichnet); auch macht sich nur eine geringe Intensitätsabnahme von diesen Stellen nach dem roten Ende des Spektrums hin bemerkbar. In dem unterhalb λ 5700 gelegenen Teile des Spektrums treten diese Stellen jedoch sehr deutlich hervor. Sie teilen das Spektrum in Stücke, die den Namen Banden führen und in diesem Falle nach dem violetten Ende des Spektrums schwächer werden, oder, wie auch gesagt wird, abschattiert sind.

Ein derartiges Spektrum würde man wegen der Ähnlichkeit der Intensitätsverteilung mit derjenigen des Lichtes auf einer seitlich beleuchteten kannelierten Säule auch als kanneliertes Spektrum bezeichnen können. Die Maxima des zweiten Teiles sind bei der mäßigen Dispersion der Abbildung scharf nach dem roten Teile des Spektrums begrenzt. Man nennt sie daher Kanten und würde mit einer gewissen Annäherung an die Wirklichkeit sagen können, daß der zweite Teil des Spektrums aus einer Gruppe nach Violett abschattierter Bandengruppen

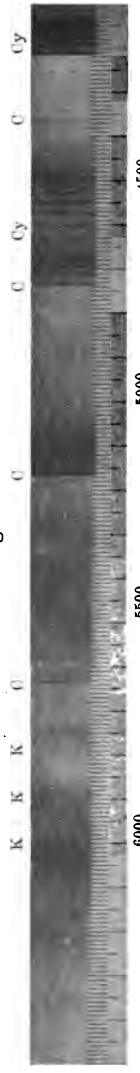


Fig. 8. Teil des Bogenspektrums der Kohle, aufgenommen mit kleinem Konkavgitter (Radius = 1 m). Die Zahlen bedeuten *A*, die Banden sind durch Buchstaben bezeichnet; *K* bedeutet Kante.

bestehe, deren jede eine verschiedene Anzahl von Banden bzw. Kanten enthält. Endlich sieht man, daß in jeder Bande die Kanten mit der Entfernung von der Hauptkante näher zusammenrücken und zugleich weniger deutlich werden *). Bei genauerer Untersuchung würde sich endlich zeigen, daß in den Zwischenräumen zwischen den Banden sich Stellen finden, die den Häufungsstellen im ersten, roten Teile des Spektrums ähnlich sind, also schwache, undeutliche Kanten, die nach dem roten Ende des Spektrums abschattiert sind, ihre scharfe Seite also nach Violett hinkehren. Das Aussehen der beiden Teile, wie auch ihr Verhalten in verschiedenen Lichtquellen ist so verschieden, daß man in ihnen zwei verschiedene Typen sehen muß. Bei dem einen treten die Kanten charakteristisch hervor, die Intensität fällt stark von den Kanten ab, bei dem anderen Typus findet man zwar auch Kanten, allein dieselben heben sich nur wenig aus einer sehr großen Zahl von Linien hervor. Weitere Unterschiede bemerkt man bei Anwendung stärkerer Auflösung.

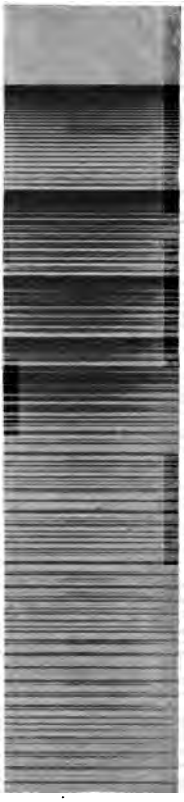


Fig. 9. Cyanbande λ 3884 aus dem Kohlebogen. An den Kanten erscheinen die Linien, die nicht mehr aufgelöst sind, als kontinuierlicher schwarzer Streifen. Zweite Ordnung eines großen Konkavgitters. Lange Wellen rechts.

In der Fig. 9 sieht man ein Stück des gleichen Spektrums, und zwar die Cyanbande bei λ 3884, ebenfalls nach einer Photographie mit einem Konkavgitter. Infolge von Überexposition und Mängeln der Reproduktion fließen die Linien in der Nähe der Kanten zu kontinuierlichen Streifen zusammen. Allein man erkennt, daß die Kanten ziemlich scharf begrenzt sind, daß von der Kante der ganzen Bande nach den nächsten Linien, die nach der Seite der längeren Wellen folgen würden, ein großer Intensitätsabfall stattfindet und endlich, daß die Bande aus

*) Es wird später noch zu zeigen sein, daß das keineswegs allgemein gilt.

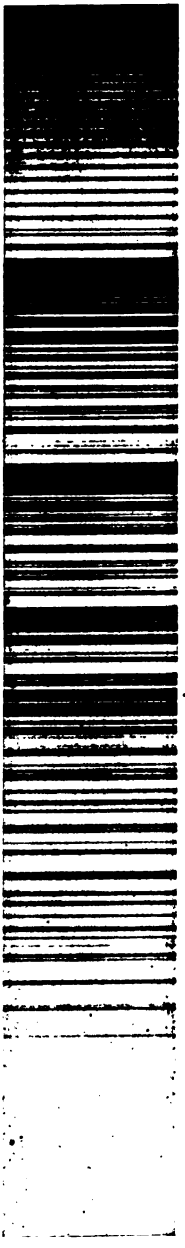


Fig. 10. Cyanbande λ 3884. Aufnahme mit großem Gitter. Lange Wellen rechts. Bei ▼ eine fünfte Kante.

Linien zusammengesetzt ist, die nach Intensität und Abstand durchaus den Eindruck einer gesetzmäßigen Lagerung machen. Noch deutlicher erkennt man das gleiche an der nächsten Fig. 10, die die gleiche Bande bei noch stärkerer Auflösung bzw. Dispersion zeigt. Namentlich in dem Raume zwischen den beiden ersten Kanten tritt die Gesetzmäßigkeit in der Anordnung der Linien deutlich hervor. Man erkennt, wie der Abstand der Linien um so größer wird, je mehr sie sich von der Kante entfernen. Gleichzeitig lösen sich die in der Nähe der Kante scheinbar einfachen Linien in Komponenten auf, deren Abstand weiterhin wieder kleiner wird. Man hat den Eindruck, als ob von der Kante verschiedene Reihen von Linien ausgehen, die nach etwas verschiedenen Gesetzen gelagert sind, und daß sie je nach dem Gangunterschied der Reihen einfach oder aufgelöst erscheinen. Von der zweiten Kante ab wird das Bild dadurch verwickelter, daß auch von der zweiten Kante derartige Reihen von Linien ausgehen, die sich den Linien der ersten Kante überlagern. Auch für derartige Reihen von Linien, wie man sie in Bandenspektren findet, wird der Name Serien gebraucht, obwohl sie sich in mehrfacher Hinsicht völlig von den Serien der Linienspektra unterscheiden, nämlich 1. dadurch, daß sie nach beiden Seiten des Spektrums verlaufen können (man vergleiche die folgenden Beispiele); 2. daß ihre Intensität im allgemeinen nach der Kante hin, also nach derjenigen Seite hin zunimmt, nach welcher die Serienlinien näher zusammenrücken, oder in kompli-

zierter Weise ab- und zunimmt; 3. daß die Zahl der Serienlinien vermutlich eine begrenzte ist, die Ordnungszahl also nicht über eine bestimmte Grenze hinausläuft (auch hierfür vergleiche man die folgenden Beispiele); 4. daß die Verteilung der Serienlinien innerhalb einer Bandenserie eine andere ist, als in einer Linienserie; 5. daß es mit wenigen Ausnahmen an physikalischen Kriterien fehlt, durch die die Linien einer Bandenserie als zusammengehörig erkannt werden können, abgesehen von der Schwingungszahl.

Von der Verteilung der Linien innerhalb derartiger Bandenserien soll weiterhin noch die Rede sein. Es sei noch bemerkt, daß die Fig. 10 insofern ein unvollständiges Bild der Cyanbande liefert, als man bei längerer Exposition vor der Kante der Cyanbande noch eine zweite schwächere Kante erhält, die in der gleichen Richtung abschattiert ist wie die Hauptkante und der Ausgangspunkt von weiteren Linien ist. Auch sei darauf aufmerksam gemacht, daß die fünfte Kante bei steigender Auflösung weniger deutlich hervortritt.

§ 95. Das scharfe Hervortreten der Bandenkanten in Spektren wie den beschriebenen legt es nahe, auch für die Anordnung der Kanten nach Gesetzmäßigkeiten zu suchen. In diesem Sinne spricht man auch von Serien von Banden, indem man darunter eine Folge von Bandenkanten versteht, die nach irgend einem Gesetze zusammengefaßt sind. Daß die Anordnung der Kanten einer Bande nicht eine einfache Wiederholung der Kanten einer anderen Bande ist, erkennt man ohne weiteres aus den Abbildungen. Daraus geht hervor, daß auch über die Art der Gruppierung der Kanten der Banden Zweifel bestehen können, um so mehr, als es hier erst recht an physikalischen Kriterien mangelt.

Ob die nach Rot abschattierten Banden in den Zwischenräumen der Hauptkanten in Zusammenhang mit den Hauptbanden stehen, ist unsicher. Von manchen Autoren wird dies angenommen, und zwar in der Weise, daß die Nebenbanden die Enden der Hauptbanden oder die „Schwänze" derselben bilden sollen. Von dieser Auffassung soll weiterhin noch die Rede sein.

Es läge endlich nahe, der Richtung, in der die Banden abschattiert sind, eine besondere Bedeutung beizumessen. Inwiefern dies möglich ist, wird aus einem Vergleich der Spektra der Ele-

mente und der Verbindungen weiterhin noch hervorgehen. Daß indes kein einfacher Zusammenhang vorhanden ist, zeigen die Beispiele dieser Paragraphen ohne weiteres, insbesondere auch die folgende Abbildung, die das Bandenspektrum des Aluminiums, vielfach dem Aluminiumoxyd zugerechnet, in derselben Dispersion und Anordnung wiedergibt, wie Fig. 10 das Bandenspektrum der Kohle. Man erkennt in Fig. 11 sechs Bandengruppen, die nach dem roten Ende des Spektrums abschattiert sind und bei der nicht ausreichenden Auflösung der Abbildung eine gewisse Ähnlichkeit mit den Banden der Kohle zeigen. Infolge der starken Exposition fließen vier Bandengruppen teilweise zusammen.

Fig. 11.

Bandenspektra der geschilderten Art könnte man als Bandenspektra erster Art bezeichnen. Dieselben sind durch deutlich hervortretende Bandenkanten, Aufbau aus Serien und verhältnismäßig schnellen Intensitätsabfall innerhalb der Serien gekennzeichnet. Soweit bekannt, können derartige Banden in allen Teilen des Spektrums vorkommen und sich auch über den ganzen Bereich des bekannten Spektrums erstrecken, wenn es freilich in derartigen Fällen vielfach wahrscheinlich ist, daß man das Spektrum in mehrere verschiedene Gruppen zerlegen mußte.

§ 96. Als zweites Spektrum sei das Spektrum des Stickstoffs angeführt, wie man es in Geißlerröhren bei etwa 4 mm Druck erhält, wenn die Röhre mit Gleichstrom betrieben wird. Der blaue Teil dieses Spektrums ist in Fig. 12 abgebildet. Nach der Seite der längeren Wellen schließen sich die Banden der ersten positiven Gruppe an, nach der Seite der kürzeren Wellen die Banden der dritten positiven Gruppe. Diese letzteren gehören sehr wahrscheinlich einer Sauerstoffverbindung des Stickstoffs

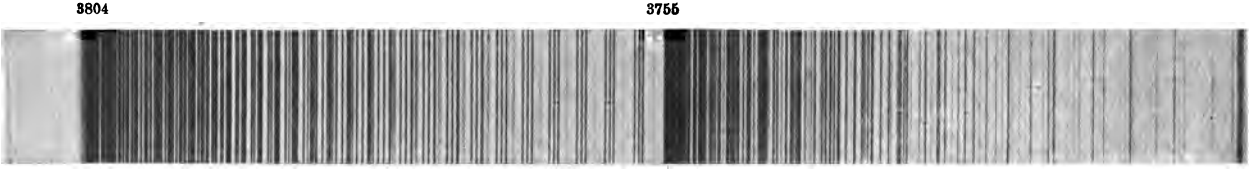
Fig. 13.
Bande der zweiten positiven Gruppe des Stickstoffs. Lange Wellen links.

Fig. 12.
Bandenspektrum des Stickstoffs in Geißlerröhren. Man vergleiche den Text.

an, während auch die Banden der ersten positiven Gruppe, die sich bis weit ins Ultrarot erstrecken, sich in mancher Beziehung gegensätzlich zu denjenigen der zweiten verhalten. Sämtliche Banden sind nach dem violetten Ende des Spektrums abschattiert. Zwischen den Banden der positiven Säule sieht man Spuren der sogenannten negativen Banden, die im Bereich des negativen Glimmlichtes besonders intensiv sind. Das Spektrum des Stickstoffs ist durch eine ziemlich große Zahl von Bandenkanten ausgezeichnet, die zuerst scheinbar einzeln aufeinander folgen, später jedoch zu Gruppen mit abnehmender Kantenzahl zusammentreten. Bei genauerer Betrachtung zeigt sich an diesem Spektrum eine neue Eigentümlichkeit. In Fig. 13 ist ein Stück einer der Bandengruppen bei stärkerer Auflösung abgebildet. Nach links liegen die längeren Wellen. Es sind zwei Kanten zu sehen, die wiederum den Eindruck einer scharfen Begrenzung machen. In weiterem Abstande von der Kante löst sich das Gewirr der Linien in eine Folge scheinbar gleichmäßig gebauter Triplets auf, die auch in dem Zwischenraume zwischen den beiden nächst-

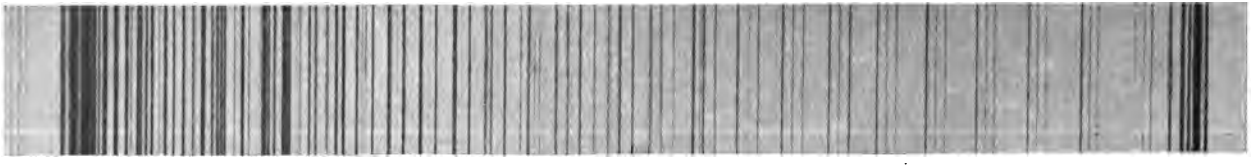
folgenden Kanten sichtbar werden. Man erkennt jedoch schon deutlich, daß es sich nicht um Triplets handeln kann, wie sie uns in den Linienspektren begegnet sind, und daß auch der Bau der Bande noch viel komplizierter ist, als sich durch die Übereinanderlagerung der Bandenserien ergeben würde, die von den beiden Kanten ausgehen. Denn einmal finden sich neben den Triplets andere Liniengruppen, die sich wiederholen, wie besonders die nächste Fig. 14 zeigt, die eine Photographie einer anderen Bande wiedergibt, an der die Erscheinung besonders deutlich zu sehen ist. Außerdem erkennt man, daß die Triplets nicht mit denjenigen der Serienspektra verglichen werden können, vielmehr gewissermaßen Zufallsprodukte sind, entstanden durch die Superposition der Glieder von drei Einzelserien, die nach verschiedenen Gesetzen gebaut sind. Denn die relativen Abstände und Intensitäten in den Triplets ändern sich mit dem Abstande von der Kante. Es würde daher richtiger sein, den Ausdruck Triplet ganz zu vermeiden. Noch klarer wird das Gesagte durch die nächste Fig. 15 erwiesen, die wieder eine andere Bande bei noch stärkerer Auflösung wiedergibt. Hier sind die Einzellinien der scheinbaren Triplets bis an die Kante selbst zu verfolgen, und man erkennt auch deutlich die periodische Änderung der Intensität und des Abstandes der Linien der Einzelserien. Besonders interessant ist endlich das Verhalten der beiden Kanten, die in Fig. 15 erkennbar sind. Es ist deutlich zu sehen, daß von einer bestimmten Kante, etwa im Sinne der Grenze der Linien einer Serie eines Linienspektrums, nicht gesprochen werden kann. Die Zahl der Linien an der Kante ist vielmehr eine genau bestimmte, die Anfänge der Serien, die die betreffende Bande bilden, liegen an verschiedenen Stellen; man kann nicht bestimmt angeben, von wo aus die Bande zu rechnen ist, bzw. an welcher Stelle die Kante liegt. Da ähnliches für die meisten Bandenspektra mit Kanten gilt, so folgt zugleich, daß die Angaben über die Schwingungszahlen der Kanten von Banden mit Vorsicht aufzunehmen sind, wenn die Messungen mit mäßiger Dispersion ausgeführt wurden, und daß es bei der Aufstellung von Regeln für die Schwingungszahlen der Bandenkanten genauer Festsetzungen darüber bedarf, welche Linie als Kante anzusehen ist. Bei manchen Spektren kommt hinzu, daß vor der eigentlichen Kante bereits eine Gruppe schwächerer Linien auftritt, die ersichtlich zu der Bande und nicht etwa zu der nächstvorhergehenden gehört. Man

Fig. 14.



Stück der zweiten positiven Bandengruppe des Stickstoffs.

Fig. 15.



Bande aus der zweiten positiven Gruppe der Stickstoffbanden.

Fig. 16.

CO im Geißlerrohre. Das Spektrum besteht aus der Übereinanderlagerung der Spektra von C (Swan), CO und Cy.

könnte nach allem daran denken, die Banden erster Art nochmals unterzuteilen in solche mit definierter Kante und solche mit unbestimmter Kante. Allein die Berechtigung einer derartigen Einteilung bleibt einstweilen zweifelhaft.

§ 97. Ein Beispiel eines sehr komplizierten Bandenspektrums der ersten Art gibt die Fig. 16. Man sieht das Bandenspektrum einer mit CO gefüllten Geißlerröhre bei mäßiger Dispersion. Eine eingehende Besprechung dieses Spektrums muß hier unterbleiben. Alle Banden sind nach Violett abschattiert. Mehrere unter ihnen sind nach Rot scharf begrenzt und gleichen den früher besprochenen Banden. Im Ultraviolett bemerkt man dagegen andere Banden, die ein eigentümliches, verschwommenes

Fig. 17.

Bande aus dem Spektrum des CO in einer Quarzröhre mit Gleichstrombetrieb. (Nach einer Aufnahme von Wolter.)

Aussehen zeigen, scheinbar unscharf nach beiden Seiten sind. Eine genauere Untersuchung mit großer Dispersion erweist, daß die Banden allerdings doch eine scharfe Begrenzung nach Rot haben, indem auf dem Raume von wenigen Ångströmeinheiten sechs Kanten zusammenliegen. Im weiteren Verlaufe treten indes diese Kanten gänzlich zurück, sie spielen anscheinend nur noch eine nebensächliche Rolle in der Bande, die nun aus einer großen Zahl wellenartig an Intensität zu- und abnehmender Linien besteht. Das Ganze sieht aus wie eine Aneinanderreihung von mehreren zweiseitig unscharfen Banden ohne Serienbau. Man vergleiche die Fig. 17, die eine dieser Banden bei starker Auflösung wiedergibt. Die gleichzeitig neben den Banden sichtbaren Linien gehören dem Bogenspektrum des Eisens an. Man könnte vielleicht derartige Banden mit wellenförmigem Intensitätsverlauf in eine neue Untergruppe zusammenfassen. Allein dafür ist das vorliegende Beobachtungsmaterial nicht reichhaltig genug.

Auch ist es immerhin denkbar, daß die besprochenen Banden sich in Untergruppen von Banden zerlegen lassen.

Noch deutlicher geht die eigentümliche Intensitätsverteilung innerhalb der Banden des CO-Spektrums aus der folgenden Fig. 18 hervor, die eine Vergrößerung eines Stückes einer CO-Bande darstellt.

Man erkennt den wellenförmigen Verlauf der Intensität der Linien, die streckenweise gänzlich verschwinden, so daß die Bande in mehrere Stücke zu zerfallen scheint.

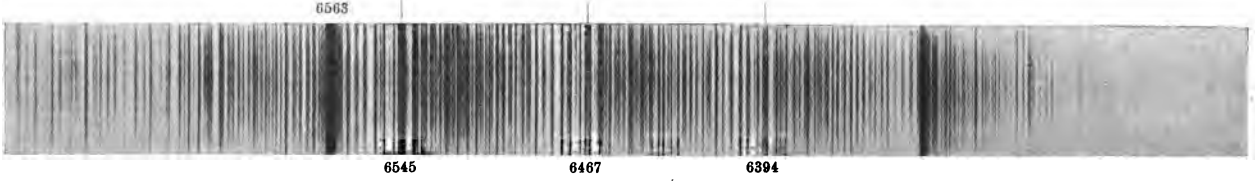
§ 98. Bei der Besprechung des Bandenspektrums der Kohle ist bereits der im Roten gelegenen Banden gedacht worden, die ein ganz anderes Aussehen zeigen, als die anderen Banden. Ein weiteres Beispiel bilden die im Rot und Gelb gelegenen Banden des Stickstoffs, die in der folgenden Fig. 19 abgebildet sind. Die Orientierung des Spektrums ist die gleiche wie früher. Trotz der beträchtlichen Dispersion sind die Linien der Banden erst teilweise aufgelöst. Bei noch stärkerer Auflösung zeigt sich, daß jede einzelne Linie wieder ein Aggregat von vielen Linien ist. Besonders bemerkenswert ist indes die ziemlich gleichmäßige Verteilung der einzelnen Linien. Die geringen Andeutungen der Bandenkanten, die jetzt noch zu erkennen und in der Figur bezeichnet sind, würden bei weiterer Steigerung der Auflösung völlig verschwinden, während man bei Anwendung geringer Dispersion eine Reihe von Kanten deutlich unterscheiden zu können vermeint*). Ein ähnliches Verhalten zeigen sehr viele Bandenspektra, z. B. die Banden der Alkalien, des Schwefels und auch die in Fig. 6 und 7 der Tafel am Schlusse des Buches wiedergegebenen Banden zweier Verbindungsspektra, nämlich des $CuCl_2$ und $PbCl_2$. Da diese Banden auch in sonstiger Beziehung, z. B. hinsichtlich der Veränderlichkeit gewisse gemeinsame Eigentümlichkeiten besitzen — soweit sich über diesen wenig untersuchten Punkt zurzeit etwas aussagen läßt —, empfiehlt es sich, sie als Bandenspektra zweiter Art zu unterscheiden. Für die Spektra erster Art soll auch der Ausdruck Kantenspektra, für die Spektra zweiter Art die Bezeichnung Pseudokantenspektra benutzt werden.

*) Für weitere Eigentümlichkeiten des interessanten Spektrums vergleiche man weiter unten.

Fig. 18.

Vergrößerung eines Stückes einer Bande des ultravioletten CO-Spektrums. (Nach einer Aufnahme von Wolter.)

Fig. 19.



Stück der im Rot gelegenen Banden des positiven Bandenspektrums des Stickstoffs. Die starke Linie bei 6563 gehört dem Wasserstoff an. Die ungefähren Orte einiger Kanten und deren Wellenlängen sind angedeutet. Gleichstromröhre.

Ein weiteres Beispiel ist die Bande zwischen λ 5934 bis 6010, die man in dem Bogenspektrum von manchen Strontiumverbindungen, z. B. den Strontiumfluorids findet. Diese Bande bildet eine scheinbar regellose, nach beiden Seiten abschattierte Anhäufung von Linien *). Möglicherweise handelt es sich um die Übereinanderlagerung einer großen Zahl hin und her laufender Banden. Doch ist das bisher nicht nachgewiesen. Ähnliche Banden finden sich in manchen anderen Spektren, z. B. im Spektrum des Calciumchlorids. Ob diese Banden in den erwähnten Spektren ein Spektrum für sich bilden, ist zweifelhaft. Sie sind gemeint, wenn fernerhin von diffusen Banden die Rede ist.

Eine weitere Einteilung der Bandengruppen wird sich ergeben, wenn das Verhalten der Kanten im Zusammenhang mit der Intensitätsverteilung näher besprochen wird. Wir wenden uns nun den für den Bau der Bandenspektra aufgestellten Regeln zu.

§ 99. Man kann die bisher für Bandenspektra aufgestellten Regeln in drei Gruppen einteilen, 1. in Regeln für den Verlauf von Serien von Einzellinien; 2. in Regeln für die Anordnung von Kanten; 3. in Regeln für die Lagerung der Kanten in Verbindungsspektren oder Spektren chemisch verwandter Elemente. Auch bei den Bandenspektren pflegt man die Gesetzmäßigkeiten auf die Schwingungszahlen zu beziehen, da sie so ihren einfachsten Ausdruck finden. Doch gilt diese Regel nicht so allgemein wie bei den Linienspektren; es gibt vielmehr einige Fälle, in denen Gruppen von Linien durch einfache Beziehungen zwischen den Wellenlängen als zusammengehörig gekennzeichnet sind. Wir wollen zunächst die Regeln unter 1. betrachten. Zu diesem Zwecke stelle ich die bisher vorgeschlagenen Formeln in chronologischer Reihenfolge zusammen. Formeln, die nur in theoretischem Zusammenhange gelegentlich aufgestellt und nicht auf Spektra angewendet worden sind, lasse ich fort, desgleichen alle älteren Versuche von Deslandres [1]).

1. H. Deslandres (1886):

$$\nu = A m^2 + B m + c' \quad c' > 0 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

*) Von einer Abbildung dieser Bande sehe ich hier ab.

oder

$$\nu = A(m + \alpha)^2 + c; \quad \alpha < 1 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

$$\nu = \frac{A}{q^2}(mq + p)^2 + c \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

$$\nu = \frac{A}{q^2}m^2 + c \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

$$\nu = A'm^2 + c \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (5)$$

In diesen Formeln bedeutet ν die Schwingungszahl; A, B, c', α, c sind Konstante; m durchläuft die Reihe der ganzen Zahlen; man kann mit $m = 0$, aber auch mit einem größeren Werte von m beginnen. Die Form (2) geht aus (1) hervor, wenn man setzt:

$$B = 2A\alpha, \quad c' = c + A\alpha^2.$$

Man hat es dann in der Hand, durch Wahl von m die Konstante α kleiner als 1 zu machen. Setzt man

$$\alpha = \frac{p}{q},$$

so erhält man die dritte Form, in der p und q als ganze Zahlen angesehen werden können, und zwar, wie die Erfahrung zeigt, als kleine Zahlen. Setzt man $mq + p$ wieder gleich m, so folgt die vierte Form, aus der sich die fünfte ergibt, indem man für A/q^2 wieder A' schreibt. Die Regeln sagen also aus, daß die zweiten Differenzen der Schwingungszahlen konstant sein müssen, die Differenzen der Schwingungszahlen somit eine arithmetische Reihe bilden, deren Differenz gleich $2A$ ist. Über die Richtung der Serie wird nichts ausgesagt, auch nicht über den Intensitätsverlauf. Doch sollen im allgemeinen die Linien mit kleinerem m die intensiveren sein. Ist A positiv (Form 1), so ist die Kante nach der Seite der längeren Wellen gerichtet, umgekehrt, wenn A negativ ist. c' bedeutet die Schwingungszahl der Kante, falls von $m = 0$ ab gezählt wird. Dies ist jedoch keineswegs immer der Fall. Vielmehr wird durch drei aufeinanderfolgende Schwingungszahlen der Wert von m bestimmt. Hat man etwa die Glieder mit den Ordnungszahlen $m - 1$, m, $m + 1$, so sind die Differenzen nach Formel (5):

$$\Delta\nu_1 = \nu_m - \nu_{m-1} = A'(2m - 1),$$
$$\Delta\nu_2 = \nu_{m+1} - \nu_m = A'(2m + 1).$$

Setzt man den Quotienten $\Delta\nu_2/\Delta\nu_1 = q$, so ist somit

$$m = \tfrac{1}{2}(q+1)/(q-1) = (\Delta\nu_1 + \Delta\nu_2)/2\,A'.$$

Es lassen sich auch drei beliebige Schwingungszahlen benutzen, wenn man weiß, um wie viele Plätze sie in der Serie voneinander entfernt sind. Allein eine derartige Berechnung stößt in der Praxis häufig dadurch auf Schwierigkeiten, daß q der 1 naheliegt, die Annäherung an m ungenügend bleibt und zwischen mehreren Werten die Wahl läßt. Außerdem ist unter Umständen die Abzählung der Zwischenglieder undurchführbar*). Bei Benutzung der zweiten Formel und näherungsweisen Lösung der Gleichungen lassen sich diese Schwierigkeiten umgehen, wie hier nicht näher ausgeführt werden soll.

Die Formel von Deslandres steht in gewissem Gegensatze zu der Rydbergschen Formel für Linienspektra, die bekanntlich lautet:

$$\nu = A - \frac{N}{(m+\alpha)^2} \quad \cdots\cdots\cdots \quad (5\,a)$$

Zählt man die Schwingungszahlen von der Grenze der Serie aus, setzt also $\nu' = A - \nu$, so lautet die Gleichung:

$$\frac{N}{\nu'} = (m+\alpha)^2.$$

Führt man die gleiche Zählweise bei Deslandres ein, so heißt dessen Formel (2):

$$\frac{\nu'}{A} = (m+\alpha)^2.$$

Insofern man also den Namen „Wellenlänge“ für den reziproken Wert der hier mit ν' bezeichneten Größen brauchen darf, kann man sagen, daß der Verlauf der Bandenserien in der Skala der Schwingungszahlen ν' der gleiche sei, wie der Verlauf der Linienserien in der Skala der „Wellenlängen“ $\frac{1}{\nu'}$. Dem Werte $m = 0$, also der Kante der Bandenserie, würde der Wert $m = 0$, also das erste Glied der Linienserie entsprechen. Auf diese Analogie ist zuweilen Wert gelegt worden. Man vergleiche hierfür

*) Man vgl. P. Leopold, Diss., Bonn 1912. Zeitschr. f. wiss. Photogr. **11**, 105—118, 137—149 (1912).

und für weitere Analogien: G. Halm, Edinb. Trans. **41**, III, 551—598, 1905. Es scheint jedoch, daß die Analogie rein formeller Art ist. Der Nachweis, daß etwa eine Formel für Bandenserien nach Art der Formel von Ritz für Linienserien, also

$$\nu'/A = (m + \alpha + \beta/m^2)^2,$$

die Serien der Banden besser darstellt, als die Formel von Deslandres, wird sich deshalb kaum erbringen lassen, weil, wie sich noch zeigen wird, die Abweichungen der Formel von den beobachteten Werten mit der Ordnungszahl wachsen, statt wie bei den Linienserien abzunehmen *).

Die Größe $2A$ bzw. $2A'$ der Formeln (1) bis (5) pflegt meist nur geringe Beträge zu erreichen. Sie liegt vielfach in der Nähe einer Einheit oder ist gar noch kleiner (z. B. bei Ba, N), falls die Schwingungszahlen fünfstellig geschrieben werden. Infolgedessen gelangt man auch bei negativen A (nach Rot abschattierten Banden) nicht zu so hohen Ordnungszahlen, daß die Deslandressche Formel negative Werte ergeben könnte. Es läßt sich also auch nichts darüber sagen, ob die nach Rot abschattierten Banden im Gegensatz zu den nach Violett abschattierten einen Umkehrpunkt besitzen, wie das rein rechnerisch zu erwarten wäre. Man vergleiche hierzu auch die Formelgruppe (3).

Deslandres sieht sein Gesetz als Näherungsgesetz an, gegen das die wirklich gemessenen Schwingungszahlen periodisch schwankende Abweichungen zeigen können **). Nur für Banden unter 50 Linien soll die Regel streng gelten.

Wie sich noch zeigen wird, ist die Regel von Deslandres auf zahlreiche Serien aus Bandenspektren verschiedener Art angewendet worden und hat sich dabei nur als erste Annäherung erwiesen.

2. Kayser und Runge (1889):

$$\nu = a_1 + b_1 m^2 + c_1 m^3 + d_1 m^4 + e_1 m^5 \quad . \quad . \quad . \quad (6)$$

$$\nu = a_2 + b_2 m^2 + c_2 m^4 + d_2 m^6 + e_2 m^8 \quad . \quad . \quad . \quad (7)$$

$$\nu = a_3 + b_3 m + b_3 m^2 + d_3 m^3 + e_3 m^4 \quad . \quad . \quad . \quad (8)$$

$$\nu = a + b\, e^{cm} \sin(m^2 d) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (9)$$

*) Ob dies mit der Art der Berechnung zusammenhängt, bleibt noch zu entscheiden.

) H. Deslandres, C. R. **138, 317 (1904).

Alle Buchstaben, mit Ausnahme von m, bedeuten Konstanten. m hat die frühere Bedeutung. Die Formeln passen in gewissen Fällen besser, als die einfache Formel von Deslandres. Sie können jedoch, wie Kayser und Runge hervorheben, nur als Interpolationsformeln angesehen werden.

3. J. N. Thiele (1897):

$$\lambda = f[(m+c)^2] \quad \ldots \quad (10)$$

$$\lambda = \frac{p_0 + p_1(m+c)^2 + \cdots p_\nu (m+c)^{2\nu}}{q_0 + q_1(m+c)^2 + \cdots q_\nu (m+c)^{2\nu}} \quad \ldots \quad (11)$$

$$\lambda = \lambda_0 - k\left(\frac{m+c}{10}\right)^2 \frac{1 + s_1[(m+c)/10]^2 + \cdots s_{\nu-1}[(m+c)/10]^{2(\nu-1)}}{1 + t_1[(m+c)/10]^2 + \cdots t_{\nu-1}[(m+c)/10]^{2(\nu-1)}} \quad (12)$$

$$\lambda = \lambda_0 - \frac{k}{[10/(m+c)]^2 + \psi} \quad \ldots \quad (13)$$

$$\nu = a + b\cos\nu + c\cos 2\nu + d\cos 3\nu \text{ usw. } \nu = 2\pi\frac{m-c}{N} \quad \ldots \quad (14)$$

In den Formeln von Thiele bedeutet m die Reihe der positiven und negativen Zahlen. Die übrigen Buchstaben bedeuten Konstanten, ν einen festen Wert. ψ bedeutet einen ähnlichen Ausdruck wie die Gl. (13), so daß diese eine Kettenbruchentwickelung darstellt. Die Gl. (14) würde eine Art Fouriersche Reihe für ν darstellen.

Es ist schon bei der Formelgruppe 1. von Deslandres darauf hingewiesen worden, daß man bei der Fortsetzung der Reihen mit negativem A oder, was auf dasselbe herauskommt, bei Benutzung imaginärer m und positiver und negativer Schwingungszahlen zu einem Umkehrpunkte der Reihe gelangen würde. Man hätte dann zwei Enden jeder Bandenserie, das eine für $m = 0$, das zweite für den kleinsten Wert der Differenz $c - Am^2$. Im weiteren Verlaufe würde die Reihe dann divergieren. Die Zahl der Linien würde an beiden Enden eine begrenzte sein. Diese Vorstellung ist in den Formeln von Thiele erweitert. In (10) bedeutet $f[(m+c)^2]$ eine Funktion nach Analogie der Gl. (5a), die für einen bestimmten Wert von m ein Maximum, für einen anderen Wert ein Minimum wird. Im Falle der Rydbergschen Gl. (5a) würde z. B. ν ein Maximum werden für $+m = \infty$, ein Minimum für die ganze negative Zahl, die α am nächsten liegt oder, falls $0 < \alpha < 0{,}5$, für $m = 0$. Für λ folgte dann das Um-

gekehrte. Man sieht zugleich, daß an einem Ende, oder besser Umkehrpunkte, die Zahl der Linien unendlich groß sein müßte, am anderen Ende dagegen endlich. Im Sinne der Gl. (10) würden also die Serien der Banden mit denjenigen der Linienspektra verglichen werden können, wenn man sich in diese negative m eingeführt denkt. Die Gl. (11) ist ein Spezialfall, der sich, wie man sieht, ohne weiteres als eine formale Verallgemeinerung der Gleichung von Rydberg auffassen läßt, wenn er auch im Hinblick auf die von Thiele berechneten Beispiele gewählt ist. Die Gl. (12) stellt eine Umformung der Gl. (11) dar, die sich besser zur Rechnung eignet. Die Gl. (13) ist ein Näherungswert für (12), der mit Hilfe der Beobachtung gewonnen ist, daß die Koeffizienten s_r der Formel (12) den Koeffizienten t_r nahe gleich sind. Endlich bildet die Gl. (14) eine Reihenentwickelung, die man erhält, wenn man das Argument der Funktion (10) gleich ε setzt, in eine Fouriersche Reihe entwickelt und dann wieder die Reihenwerte für die den ganzen Zahlen m entsprechenden ε wählt. Ersichtlich ist die letzte Entwickelung am wenigsten spezialisiert. Man wird daher erwarten dürfen, daß diese Reihe die Serien besonders gut darstellt, falls man eine genügende Zahl ihrer Koeffizienten berechnet. Dann haben freilich diese Formeln auch nur den Wert von Interpolationsformeln. Ihre Eigentümlichkeit besteht ausschließlich in der Einführung negativer m. Dies bedingt die Existenz zweier Enden, eines „Kopfes“ und eines „Schwanzes“.

Thiele hat auch die Hypothese ausgesprochen, daß möglicherweise die Bandenserien mehrere Maxima und Minima besitzen, also sozusagen zwischen mehreren Umkehrpunkten hin und her laufen könnten, etwa wie die Funktion $(A - Bm)\cos\frac{2\pi(m-c)}{N}$ bei passender Wahl der Konstanten es ergibt. Da sich eine derartige Verteilung durch Punkte auf einer auf einem Kegelmantel beschriebenen Spirale darstellen läßt, könnte man eine solche Anordnung auch eine spiralige nennen.

Wegen der Komplikation der Berechnung sind die Thieleschen Formeln bisher nur in wenigen Fällen benutzt worden. Es soll später davon die Rede sein, wie sie sich hier bewähren.

4. G. Higgs (1893):

$$\lambda = \lambda_0 + \frac{(m+c)^2}{p} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (15^*)$$

Die Formel ist offenbar identisch mit Formel (13), falls man ψ vernachlässigt.

5. G. Halm (1905):

$$\nu = \nu_0 \mp a_0 (m+\mu)^2 \quad \ldots\ldots \quad (16)$$

Die Formel ist ersichtlich mit derjenigen von Deslandres (2) identisch.

6. A. Fabry (1905):

$$\nu = A \pm (Bm + c)^2.$$

In dieser Formel soll c immer positiv sein. Die zweite Differenz der Schwingungszahlen ist $2B^2$. Die Kante wird erhalten für $m = 0$. Die Formel ist ähnlich derjenigen von Deslandres, unterscheidet sich jedoch von dieser dadurch, daß sie infolge des Doppelzeichens vor der Klammer gestattet, auch solche Serien mit Ordnungszahlen von 0 aufwärts zu bezeichnen, bei denen die Abstände aufeinanderfolgender Glieder nicht zu-, sondern abnehmen**). Denn schreibt man die Fabrysche Formel in der Gestalt

$$\nu = A \pm B^2 \left(m + \frac{C}{B}\right)^2$$

und wählt B negativ, so erhält man Serien, die je nach der Wahl des Vorzeichens von B^2 entweder nach Rot oder nach Violett verlaufen, in denen auch die zweiten Differenzen konstant sind, während die ersten Differenzen von negativen zu positiven Werten übergehen, also zuerst eine abnehmende, dann eine zunehmende arithmetische Reihe bilden würden***).

7. Ritz-Weiss (1911):

$$\nu = a + b m^2 + c m^4.$$

Dies ist ein Spezialfall der Formel (7). Eine Anzahl weiterer Formeln, die Ritz versucht, seien hier übergangen, da sie Ritz selbst schon verworfen hat.

---

*) Hierzu G. Higgs, Proc. Roy. Soc. **54**, 200—208 (1893).

**) Bei Linienserien von Banden ist derartiges nicht bekannt, wohl aber gibt es Folgen von Bandenkanten, die in dem angegebenen Sinne gedeutet werden können.

***) Dieser Umstand ist vielfach übersehen worden.

§ 100. In ähnlicher Weise wie bei den Serien der Linienspektra ist auch bei den Serien der Bandenspektra von der graphischen Darstellung Gebrauch gemacht worden, um den Verlauf der Serien zu übersehen. Trägt man die Schwingungszahlen als Abszissen, die Ordnungszahlen als Ordinaten auf, so erhält man parabelähnliche Kurven. In der Regel gilt das gleiche, wenn man die Wellenlängen als Abszissen benutzt. Eine andere Darstellung benutzt die Ordnungszahlen als Abszissen und als Ordinaten die Differenzen der Schwingungszahlen aufeinanderfolgender Linien. Wenn die Deslandressche Formel exakt wäre, so sollten die so erhaltenen Kurven gerade Linien sein. Statt der Schwingungszahlen kann man vielfach die Differenzen der Wellenlängen nehmen, wenigstens wenn es sich um kleine Intervalle handelt. Auch die Wellenlängen sind als Abszissen, die $\Delta\lambda$ oder $\Delta\nu$ als Ordinaten benutzt worden, um den Verlauf der $\Delta\nu$ zu verfolgen. Diese graphischen Darstellungen gestatten einen bequemen Vergleich verschiedener Serien und auch eine Übersicht über die Abweichungen von den Regeln, die aufgestellt worden sind. Sie haben nur den Mangel, daß sie kein Bild des Intensitätsverlaufes der einzelnen Serien geben. Gerade dieser aber besitzt besondere Eigentümlichkeiten und ist in der Regel für das Aussehen der Banden entscheidend.

Vergleicht man die im vorigen Paragraphen genannten Regeln, so zeigt sich ein bedeutender Unterschied gegenüber den Seriengesetzen der Linienspektra. Während hier nahe Übereinstimmung über die wesentlichen Züge herrscht, in denen sich die Formeln der Erfahrung anschließen sollen, nämlich Benutzung der Schwingungszahlen, Konvergenz nach Violett, Abnahme der $\Delta\nu$, Abnahme der Intensität mit der Ordnungszahl, weichen die Formeln für Bandenserien schon in ihren Fundamenten voneinander ab. Die einen benutzen Wellenlängen, die anderen Schwingungszahlen, bei den einen wachsen die $\Delta\nu$ gleichmäßig, bei anderen können sie Maxima und Minima erreichen. Nach der einen Auffassung hat eine Bandenserie ein Ende, nach anderer Auffassung mehrere Enden bzw. Umkehrpunkte. Über den Intensitätsverlauf wird gar nichts ausgesagt. Nimmt man hinzu, daß in einigen Fällen Anzeichen dafür gefunden sind, daß Glieder aus verschiedenen, zu verschiedenen Kanten gehörigen Serien ein gleiches Verhalten zeigen und physikalisch zusammen zu gehören scheinen, so leuchtet

ein, daß mit der bloßen rechnerischen Prüfung einer Serienformel in einem Spezialfalle nicht viel gewonnen ist, um so mehr, als sich zeigen würde, daß keine der vorgeschlagenen Serienformen genügt. Es ist daher zweckmäßiger, zunächst die Regeln aufzuzählen, die für verschiedene Serien der gleichen Bande und die Kanten der Banden aufgestellt worden sind und dann eine Übersicht über das ganze bisher vorliegende Beobachtungsmaterial zu geben.

§ 101. Es ist schon erwähnt worden, daß in den meisten Banden von derselben Stelle, oder doch von nahe gelegenen Stellen, der Kante mehrere Serien ausgehen, die sich in der Regel hinsichtlich ihrer Intensität verschieden verhalten. Während die eine Serie z. B. anfangs sehr stark ist, aber schnell abklingt, gewinnt eine zweite, oder auch eine Gruppe mehrerer Serien, in einigem Abstande von der Kante an Intensität und beherrscht weiterhin das ganze Bild der Bande. Für derartige von einer Kante ausgehende Serien behauptet eine zweite von Deslandres aufgestellte Regel, daß die Differenzen in den arithmetischen Progressionen, also die Konstanten A in den Formeln $\nu = Am^2 + c$ der verschiedenen Serien, einander gleich oder nahe gleich seien*). Dies würde bedeuten, daß man die Kurven, die man erhält, indem man die ν als Abszissen, die m als Ordinaten aufträgt, durch bloße Parallelverschiebung zur Deckung bringen kann, oder daß sie einander parallel laufen. Es würde danach ausgeschlossen sein, daß sich die Glieder gleicher Ordnungszahl in zwei zu derselben Kante gehörigen Serien einholen oder gar überholen.

Es wird sich indes zeigen, daß diese Regeln nur in erster Annäherung gelten. Denn man findet Serien, die von derselben

*) H. Deslandres, C. R. **138**, 137 (1904). Deslandres hat diese Regel schon früher ausgesprochen. Sie ist dann von H. Kayser in seinem Handbuche (Bd. II, S. 475) so formuliert worden, daß die verschiedenen Serien einander „gleich" seien. Deslandres läßt a. a. O. dies nicht gelten, indem er zwischen dem Verlauf der ganzen Serie, charakterisiert durch die Differenz $2A$, und den speziellen Unregelmäßigkeiten unterscheidet, durch die jede Serie charakterisiert sei. Er spricht dann jedoch die Regel in der oben angeführten Form aus, die ersichtlich auf dasselbe hinausläuft, was der Kaysersche Ausdruck besagt. So ist die Fassung des Textes gewählt worden. Es muß jedoch bemerkt werden, daß Deslandres selbst seiner Regel nur angenäherte Gültigkeit zuschreibt.

Kante ausgehen, mit der gleichen Ordnungszahl beginnen und sich nicht decken. In anderen Fällen sind die Serien nur angenähert parallel und wieder in anderen Fällen schneiden sie sich sogar, d. h. eine Serie überholt die andere.

In vielen Fällen bildet die anscheinend regelmäßige Lagerung der Kanten eines der auffälligsten Merkmale der Bandenspektra. Dies pflegt namentlich bei Anwendung geringerer Dispersion hervorzutreten, wenn unter Umständen die Einzellinien der Banden zusammenfließen und nur noch die Kanten hervortreten, von denen die Intensität rhythmisch abfällt. So sind denn schon in den Anfängen der Spektroskopie Regeln für die Anordnung von Bandenkanten gesucht worden. Die älteren Versuche seien hier übergangen und nur der Regel gedacht, die gleichfalls von Deslandres aufgestellt worden ist. Danach lassen sich auch die Kanten der Banden eines Spektrums in Serien der gleichen Art wie die Linien ordnen, so daß jedesmal eine Gruppe von Kanten durch die Formel

$$\nu_k = \alpha n^2 + \gamma$$

zusammengefaßt wird, wo n die Reihe der ganzen Zahlen, angefangen von einem bestimmten Werte, durchläuft. In einem Spektrum können mehrere derartige Kantenserien vorkommen. Ist dies der Fall, so ist die Konstante α bei allen Serien gleich, d. h. man kann die Kantenserien wiederum durch Parallelverschiebung zur Deckung bringen.

Über den Intensitätsverlauf innerhalb der Kanten sagt diese Regel nichts. Man kann sie mit der früher besprochenen Regel für Serien von Bandenlinien zusammenfassen, indem man den obigen Wert für die Grenzen einsetzt. Man erhält:

$$\nu = A m^2 + \alpha n^2 + \gamma.$$

Hier hat α für das ganze Spektrum einen bestimmten Wert γ variiert von einer Gruppe von Bandenkanten zur anderen. Zu jedem Wert von n oder γ kann ein anderer Wert von A gehören, falls von einer Kante, bzw. aus deren Nachbarschaft mehrere Serien entspringen. Das Spektrum ist also nicht etwa durch drei Konstante dargestellt, wie zuweilen irrig behauptet wird. Auch die Kanten der Serien der Bandenkanten sollen wieder einem ähnlichen Gesetze folgen, so daß sich auch die Kon-

stante γ als eine Funktion der Quadrate der ganzen Zahlen, etwa $\sqrt{\beta p^2 + \delta}$, allgemeiner als $\varphi(p^2)$ schreiben läßt. Bedenkt man, daß A mit n und γ, also p variiert, so lautet schließlich der allgemeine Ansatz für ein Bandenspektrum:

$$\nu = f(n^2, p^2) \cdot m^2 + \alpha n^2 + \varphi(p^2),$$

wo m, n, p die Reihe der ganzen Zahlen durchlaufen *).

Wie sich noch zeigen wird, ist über die etwaige Form der Funktion $f(n^2, p^2)$ bisher nichts bekannt. Auch die Funktion φ ist nur in wenigen Fällen angenähert bestimmt worden. Es haben sich daher die meisten Beobachter darauf beschränkt, die Regeln Deslandres einzeln zu prüfen.

§ 102. Die dritte Regel Deslandres, die zur Aufstellung der allgemeinen Formel mit drei bzw. zwei ganzen Zahlen führt, ist durchweg in besserer Übereinstimmung mit der Erfahrung befunden worden, als die beiden anderen. Es ist jedoch zu bedenken, daß diese Regel in gewisser Beziehung mehrdeutig ist. In manchen Spektren folgen die Bandenkanten scheinbar, ohne Untergruppen zu bilden. In anderen Fällen, z. B. im zweiten positiven Stickstoffspektrum oder dem Spektrum des Cyans, treten die Kanten zu Gruppen zusammen, die zunächst den Eindruck der Zusammengehörigkeit machen, z. B. zu der Gruppe Cy 3884 mit fünf Kanten. Die Regel von Deslandres faßt jedoch die Kanten aus verschiedenen derartigen Gruppen zusammen, wie man aus dem Schema der folgenden Fig. 20 sieht, in der die Banden des negativen Stickstoffspektrums schematisch geordnet sind.

Da nun außerdem in vielen Fällen die einzelnen Kanten einer Kantengruppe um so schwerer festzustellen sind, je weiter sie von der deutlichen Hauptkante abliegen **), so entsteht eine gewisse Willkür in der Auswahl zusammengehöriger Kanten, wie

*) Deslandres weist auf gewisse mechanische Analogien (Schwingungen von Stäben und Körpern) hin, bei denen ebenfalls als Parameter der Schwingungszahlen drei ganze Zahlen auftreten. Diese Analogien sind hier aus Gründen allgemeiner Natur beiseite gelassen.

**) Aus diesem Grunde weichen die Angaben über die Zahl der Kanten vieler Bandengruppen vielfach stark voneinander ab.

schon Ames bemerkt hat*). Nach Deslandres**) trifft das freilich nicht zu, da die zusammengehörigen Banden die gleichen Eigentümlichkeiten der Struktur aufweisen sollen, also Aufbau aus der gleichen Zahl von Einzelserien mit analogem Intensitätsverlauf und den gleichen kleinen Unregelmäßigkeiten. Diese Regel scheint indes nicht allgemein zuzutreffen, wie auch nicht die weitere Regel, daß alle Banden, die demselben Körper angehören, auch dieselbe Struktur besitzen.

Eine weitere Ungewißheit in der Bestimmung zusammengehöriger Bandenkanten wird dadurch hervorgerufen, daß der Ort der Kante, wie bereits früher erwähnt, nicht genau angegeben werden kann. In vielen Fällen beginnen vielmehr die Serien, die die Bande bilden, an verschiedenen Stellen. Auch ist die Serie, die anfangs die stärkste war, häufig gar nicht für den weiteren Verlauf der Bande bestimmend. Es würde sich eine Übereinkunft treffen lassen, wenn die Kanten oder, wie häufig auch gesagt wird, die Köpfe der analogen Banden gleichgebaut wären. Allein dies trifft vielfach nicht zu.

Man findet aber auch Bandenspektra, die gar nicht in das Schema von Deslandres passen, entweder weil Banden vorkommen, die nach Rot abschattiert sind, neben solchen, die nach Violett laufen,

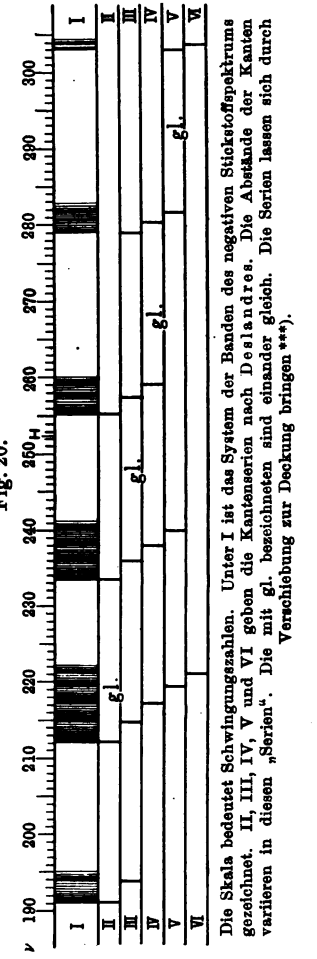


Fig. 20.

Die Skala bedeutet Schwingungszahlen. Unter I ist das System der Banden des negativen Stickstoffspektrums gezeichnet. II, III, IV, V und VI geben die Kantenserien nach Deslandres. Die Abstände der Kanten variieren in diesen „Serien". Die mit gl. bezeichneten sind einander gleich. Die Serien lassen sich durch Verschiebung zur Deckung bringen***).

*) Siehe J. S. Ames, Phil. Mag. (5) **30**, 48—58 (1890).

) H. Deslandres, C. R. **139, 1177 (1904).

***) Gewisse Unstimmigkeiten in der Anordnung seien hier übergangen. Vgl. H. Deslandres, C. R. **139**, 1174 (1904).

oder weil sich wenige Gruppen von Banden wiederholen, die viele Kanten besitzen, die unter sich keine Serie bilden, wie denn überhaupt vielfach die Zahl der Bandenkanten im Mißverhältnis zu dem steht, was die Formel erwarten läßt.

Endlich ist zu bedenken, daß alle genannten Regeln zunächst nur für Kantenspektra anwendbar sind. Bei den Pseudokantenspektren bleibt es zweifelhaft, ob die bei geringer Dispersion anscheinend vorhandenen Kanten wirklich das Spektrum in Gruppen einteilen, oder ob man es hier mit Produkten der benutzten optischen Instrumente zu tun hat, die zwar auf eine vorhandene Regelmäßigkeit hinweisen, jedoch keinen eindeutigen Rückschluß auf deren Natur gestatten. Bei den diffusen Banden lassen sich, wie sich von selbst versteht, alle angeführten Regeln nicht anwenden.

§ 103. Schreibt man die Deslandresschen Formeln in der Gestalt:

$$\nu = f(n^2, p^2) \cdot m^2 + \alpha n^2 + \varphi(p^2),$$

so sieht man, daß drei Auffassungen über die Gruppen zusammengehöriger Linien möglich sind, nämlich 1. n, $p = const$, m variabel, 2. p, $m = const$, n variabel, 3. m, $n = const$, p variabel. Die Auffassung 1. würde die Linien einer Serie als zusammengehörig bezeichnen, 2. würde die Glieder gleicher Ordnungszahl in den analogen Serien zusammengehöriger Banden als analog bezeichnen, und die Auffassung 3. endlich würde besagen, daß die Linien gleicher Ordnung in den analogen Banden verschiedener Bandengruppen zusammengehören würden. Es sind Anzeichen vorhanden, daß in einigen Fällen die Auffassung 1., in anderen eine der Auffassungen 2. oder 3. dem physikalischen Verhalten der Serienlinien besser entspricht.

Setzt man $m = 0$ und läßt n und p die Reihe der ganzen Zahlen durchlaufen, so erhält man im allgemeinen*) die Kanten eines Spektrums, das den Regeln von Deslandres angenähert folgt, und es wird

$$\nu_k = \alpha n^2 + \varphi(p^2).$$

*) Ausgenommen sind die Fälle, in denen die Serien an den Kanten mit Werten > 0 beginnen.

Hieraus folgt, daß man die Banden durch ein flächenhaftes Schema darstellen kann, indem man als Abszissen die Werte ν_k, als Ordinaten zu jedem Werte ν_k das zugehörige $\varphi(p^2)$ aufträgt, oder proportionale Größen; die Punkte $p = const$, also die Punkte,

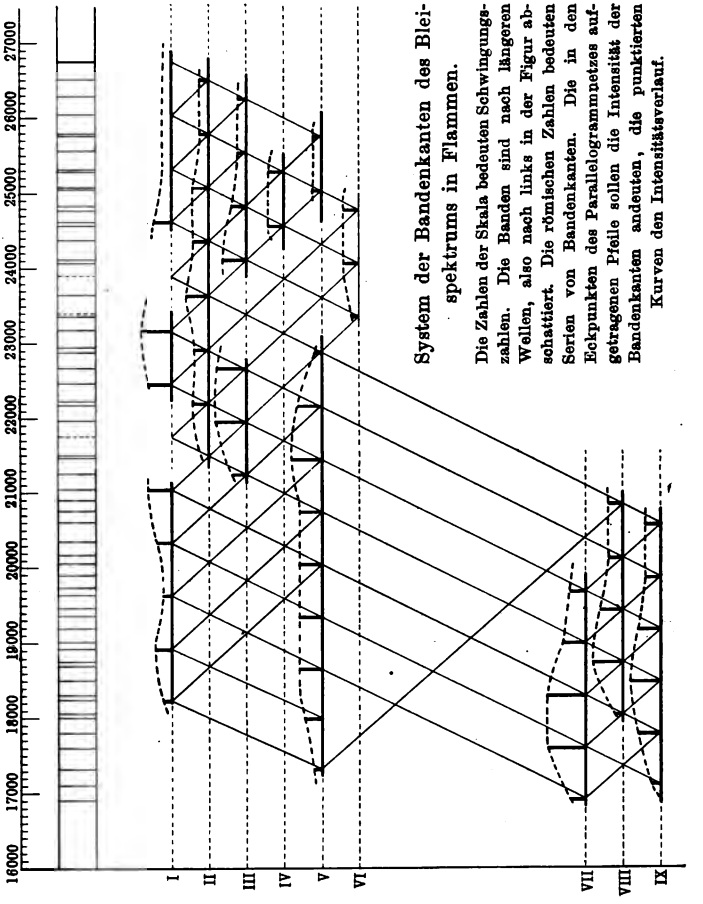


Fig. 21. System der Bandenkanten des Bleispektrums in Flammen.

Die Zahlen der Skala bedeuten Schwingungszahlen. Die Banden sind nach längeren Wellen, also nach links in der Figur abschattiert. Die römischen Zahlen bedeuten Serien von Bandenkanten. Die in den Eckpunkten des Parallelogrammnetzes aufgetragenen Pfeile sollen die Intensität der Bandenkanten andeuten, die punktierten Kurven den Intensitätsverlauf.

die zu einer Kantenserie gehören, liegen dann in Parallelen zur Abszissenachse und bilden hier in jeder Parallelen ähnliche Punktreihen. Ist $\varphi(p^2)$ angenähert gleich βp^2 und sind α und β kleine Größen, so werden die zweiten Differenzen sehr klein, die

ersten Differenzen der ν_k nahezu konstant, und man erhält eine Darstellung der Serien, bei der die Ebene in Parallelogramme eingeteilt wird. Es lassen sich dann verschiedene Scharen äquidistanter Parallelen durch die Parallelpunkte legen, d. h. die Zuordnung der einzelnen Kanten der verschiedenen Kantenserien wird vieldeutig, wie auch unmittelbar einleuchtet. In der Tat sind einige Fälle bekannt, in denen eine Anordnung der Bandenkanten in der geschilderten Weise möglich ist. Es ist dies dann nur ein Ausdruck für die angenäherte Gültigkeit der Formel von Deslandres. In der Fig. 21 ist das entsprechende Schema wiedergegeben, wie es von Lamprecht*) für die Kanten des Bandenspektrums des Bleis aufgestellt wird. Vgl. auch Fig. 6 der Tafel.

§ 104. Wir wenden uns nun zu dem Vergleich der aufgestellten Gesetzmäßigkeiten mit den Beobachtungen. Zu diesem Zwecke sollen die Elemente nach den Gruppen des natürlichen Systems besprochen werden, um auf diese Weise Wiederholungen zu vermeiden. Die Verbindungsspektren sollen dabei bei den Elementen besprochen werden, und zwar die Metallverbindungen jedesmal beim Metall, Sauerstoffverbindungen bei dem Element, das mit Sauerstoff verbunden ist, Kohlenstoffverbindungen beim Kohlenstoff. Auf die bisher gefundenen Regeln für Verbindungsspektra wird zum Schluß noch einzugehen sein. Wie schon bei früherer Gelegenheit angegeben worden ist, bleibt die Zuteilung der Bandenspektra zu den verschiedenen Elementen oder Verbindungen vielfach unsicher.

Ich nenne die Bandenspektra hier nach dem Element oder der Verbindung, der sie nach allgemeiner Ansicht oder nach meiner Meinung am wahrscheinlichsten zugerechnet werden müssen, ohne auf die Zuordnung Gewicht zu legen. Auch hinsichtlich der Einzelheiten, der Einteilung in Serien, der Zuordnung derselben, der Einteilung der Banden eines Spektrums in Untergruppen ist vieles unsicher oder strittig. Es fehlt hier an Raum zu einer kritischen Behandlung des Stoffes im einzelnen. Ich gebe daher nur die wichtigsten, gesicherten Tatsachen wieder, indem ich mich ausschließlich auf die Besprechung der Gesetzmäßigkeiten im Bau der Bandenspektra beschränke.

*) H. Lamprecht, Diss., Bonn 1911. Zeitschr. f. wiss. Photogr. **10**, 16—29, 33—53 (1911).

§ 105. Vom Wasserstoff und den Elementen der 0ten Spalte (vgl. die Übersicht S. 202 oben) sind keine Bandenspektra sicher bekannt[1]). Dagegen liefern manche Verbindungen des Wasserstoffs Bandenspektra, zunächst der Wasserdampf. Da keine Beziehungen dieser Spektra unter sich bekannt sind, so sei der Reihe nach angeführt, was von Gesetzmäßigkeiten gefunden ist.

Die Banden des Wasserdampfes treten teils in Absorption, teils in Emission auf. Im Sonnenspektrum findet man eine große Zahl von Absorptionsbanden zwischen λ 4981 bis 1,5 μ, weitere Absorptionsbanden noch weiter im Rot. Ein Teil dieser Banden ist auch in Emission nachgewiesen und besitzt mehrere Maxima, also wohl Kanten. Über die Zahl der Kanten der Banden im Ultrarot und ihre Abschattierung ist nichts bekannt. Die im Sichtbaren bei λ 745—716, 660—646, 599—585, 578—567, 548—542, 511—498 gelegenen Banden bestehen aus zahlreichen Linien, anscheinend ohne Kanten, würden also unter die Kategorie der diffusen Banden zu rechnen sein. Serien oder sonstige Gesetzmäßigkeiten sind hier nicht gefunden. Die Mitten der Gruppen ergeben angenähert konstante Schwingungsdifferenzen.

In Emission besitzt der Wasserdampf im Ultraviolett noch sieben Banden, die dem Kantentypus angehören. Sie sind nach Rot abschattiert. Bei der geringen Zahl der Kanten läßt sich über die Anwendung des dritten Gesetzes von Deslandres nichts aussagen. Die allein genauer untersuchte stärkste Bande bei λ 3064 ist sehr kompliziert gebaut. Von verschiedenen Stellen in der Nähe der ersten Kante (möglicherweise gibt es deren mehrere) gehen Linienfolgen aus, die man in 12 Serien einteilen kann. Je zwei dieser Serien bilden scheinbare Paarserien. Die Anfänge (Kanten) von 10 Serien sind nicht bekannt. Alle Serien weichen stark von der ersten Regel Deslandres ab. Bei einem Teil der Serien nehmen die zweiten Differenzen der Schwingungszahlen erst ab, dann wieder zu, wenn man von der Kante aus dem Lauf der Bande folgt, bei anderen nehmen die zweiten Differenzen fortwährend zu. Die scheinbaren Dubletserien setzen sich aus einer Serie der ersten und einer Serie der zweiten Art zusammen. Hieraus folgt weiter sofort, daß die die Bande bildenden Serien nicht kongruent sind, wie die allgemeine Formel von Deslandres

es verlangen würde*). Außer diesen Serien gibt es indes noch weitere sowie zahlreiche Linien, die sich überhaupt nicht in Serien ordnen lassen**). Auf den komplizierten Intensitätsverlauf in der Bande und in den einzelnen Serien sei nur hingewiesen. Die Serien sind nur in wenigen Gliedern (bis 18) gemessen. Dafür ist das Spektrum aber leicht völlig auflösbar und hat verhältnismäßig große Linienabstände, so daß Zweifel über die Zugehörigkeit einer bestimmten Linie nicht auftreten. So eignet das Spektrum sich zu einer Prüfung der Serienregeln. Auch die Regel von Higgs (4) paßt nicht. Damit ist auch die vereinfachte Formel von Thiele (13) ausgeschlossen.

Das Bandenspektrum des Ammoniaks, NH_3***), ist nicht genau genug bekannt, um seinen Bau feststellen zu können. Neben einer Gruppe anscheinend diffuser Banden sind Banden vorhanden, die entweder nach Rot oder nach Blau abschattiert sind und Kanten besitzen. Es scheint, daß eine dieser Banden nach beiden Seiten abschattiert ist nach Art der Superposition zweier mit den Kanten aneinander stoßender Banden von entgegengesetzter Abschattierung. Ammoniakgas soll im Ultrarot in Absorption zahlreiche Banden mit scharfen Kanten zeigen. Auch hier läßt sich keine genauere Prüfung durchführen.

§ 106. Die Gruppe der Alkalien ist durch gut entwickelte Bandenspektra ausgezeichnet, die hauptsächlich in Absorption oder als Fluoreszenz(Resonanz)spektra beobachtet sind. Bei Li, Na, K, Rb und Cs gehören die Bandenspektra dem Pseudobandentypus an; sie sind sämtlich nach Rot abschattiert. Bei stärkerer Auflösung verschwinden die Kanten völlig und die Spektra erweisen sich als außerordentlich linienreich, so daß bisher nur einzelne kleine Stücke vollständig aufgelöst worden sind. Es lassen sich daher nur angenäherte Angaben über den Ort der Kanten machen. Diese Zahlen lassen sich bei den bekannten Bandenspektren der Alkalien nach der dritten Regel von Deslandres

*) P. Meyerheim, Diss., Bonn 1904.

) L. Grebe und O. Holtz, Ann. d. Phys. (4) **39, 1243—1251 (1912).

***) Außer der Literatur in Bd. V von Kaysers Handbuch vgl. A. Reis, Zeitschr. f. phys. Chem. **76**, 560—568 (1911); Eder u. Valenta, Atlas typischer Spektren, Text S. 10. Wien 1911.

ordnen, also ungefähr nach dem Schema $\nu_k = \alpha n^2 + \beta p^2$; dagegen sind keine Serien von Einzellinien bekannt, die den Formeln von Deslandres oder der anderen Autoren entsprechen würden. Vielmehr sind mit Hilfe der noch später zu erwähnenden Veränderlichkeit des Fluoreszenzspektrums und mit Hilfe der magnetooptischen Effekte Gruppen von Linien als zusammengehörig erkannt worden; dieselben bilden Serien, in denen die Differenzen der Schwingungszahlen, in anderen Fällen die Differenzen der Wellenlängen einigermaßen konstant sind. Freilich entspricht der Gang der Differenzen nicht der Regel von Deslandres. Auch zeigen sich im einzelnen Unregelmäßigkeiten, die in keine der oben genannten Formeln aufgenommen werden können. Endlich gehen die „Serien" über die Intervalle zahlreicher Kanten hinweg, so daß die einzelnen Linien scheinbar zu verschiedenen Banden gehören. Es würde das, wenn man die Formel von Deslandres als erste Annäherung gelten läßt, der zweiten, in § 103 besprochenen Auffassung entsprechen können, wonach die Linien gleicher Ordnungszahl in verschiedenen Serien zusammengehören. Indes läßt sich nichts einigermaßen Sicheres aussagen. Die Bandenspektra der Alkalien scheinen in einem noch unbestimmten Zusammenhange mit den Hauptserien zu stehen, nicht dagegen mit den anderen Serien. Man kann nämlich die Emission der Hauptserienlinien durch Absorption in den Banden anregen. Auch scheinen die Bandenspektra in Stücke zu zerfallen, die zu je einem Gliede der Hauptserie gehören. Über das Verhältnis der Bandenspektra der Alkalien in Kathodenstrahlen zu denjenigen in Absorption, sowie über den ferneren Bau der Kathodenstrahlenspektra ist nichts Genaues bekannt. Es scheint sich bei den letzteren um diffuse Banden zu handeln.

Es ist von Interesse, den Bau der Bandenspektra in der Alkaliengruppe unter sich zu vergleichen, da ja die Linienspektra der Alkalien eine weitgehende Homologie besitzen, wie früher besprochen. Leider genügt dazu das vorhandene Messungsmaterial nicht. Daß bei allen Alkalien die Banden nach derselben Seite abschattiert sind, ist schon erwähnt worden. Auch verhalten sich alle Banden bei Resonanzerregung in ähnlicher Weise. Endlich scheint auch mit steigendem Atomgewicht das Bandenspektrum nach der Seite der größeren Wellenlängen zu rücken. So liegt bei Li das Bandenspektrum zwischen λ 5500 und 4500, außerdem

in der Nachbarschaft der roten Li-Linie, bei Na zwischen λ 6200 und 6000 bzw. λ 5300 und 4800, bei K zwischen λ 6800—5700, bei Rb zwischen λ 7050—6560 und 6300—6960, bei Cs fehlen Angaben. Eine unmittelbare Ähnlichkeit zwischen der Verteilung der Banden in den verschiedenen Spektren besteht anscheinend nicht. Jedes der Spektra scheint aus zwei Teilen zu bestehen, von denen der eine oberhalb und in der Nähe des Paares $m = 1$ der Hauptserie liegt, während der zweite in das Intervall zwischen dem ersten und dem zweiten Paare fällt. Bevan*) glaubt diese Beziehung auch zahlenmäßig fassen zu können, indem er die Quotienten aus der Wellenlänge der Bandenkanten und derjenigen des ersten Gliedes der Hauptserie bildet und die Werte für K, Rb, Na vergleicht. Er findet so unter anderem:

Na	K	Rb
0,8301	0,8328	—
0,8366	0,8367	—
0,8417	0,8408	—
0,8445	0,8460	0,8470
0,8483	0,8499	⋮
0,8549	0,8548	⋮
0,8562	0,8602	0,8676 (8 Werte)

Es muß noch abgewartet werden, ob in diesen Zahlen wirklich eine Regel steckt, da die vorhandenen Werte für die Wellenlängen der Kanten zu einer Prüfung nicht ausreichen.

§ 107. In der Untergruppe der ersten Kolumne, Kupfer, Silber, Gold, treten neben den Metallspektren zahlreiche Verbindungsspektren auf. Die Metalle liefern Spektra mit nach Rot abschattierten Banden, die bei Cu im Bereiche λ 6294—3780, bei Ag im Bereiche λ 5050—3330, bei Au im Bereiche λ 4452—3475 liegen**). Es scheint danach, als ob in diesem Falle die Banden mit steigendem Atomgewicht nach kürzeren Wellen rücken. Doch

*) P. V. Bevan, Proc. Phys. Soc. London **22**, 195—200 (1910); Proc. Roy. Soc. (A) **85**, 58—76 (1911).

) Außer der Literatur in Kaysers Handbuch, Bd. V (1910), J. M. Eder und E. Valenta, Atlas typischer Spektren. Wien 1911; H. Hertenstein, Diss., Basel 1912; Zeitschr. f. wiss. Photogr. **11, 69, 119 (1912).

ist zu bedenken, daß die vorhandenen Angaben unsicher sind. Die Banden scheinen verschiedenen Typen anzugehören nämlich sowohl dem Typus der Kantenspektra wie dem Typus der diffusen Banden. Bei Kupfer sind die im Bereiche λ 4648—4005 gelegenen Banden aus Serien zusammengefaßt und besitzen in der Mehrzahl deutliche Kanten. Von jeder Kante gehen Serien aus, z. B. von der Kante λ 4279 zwei Serien, die sich bis auf 20 bzw. 40 Glieder verfolgen lassen. Die Abstände dieser Linien sind schon vom zehnten Gliede ab beträchtlich größer, als es mit der ersten Regel von Deslandres vereinbart ist. Der Intensitätsverlauf zeigt die schon bekannten Eigentümlichkeiten. Die eine der beiden Serien erreicht bald nach der Kante ihr Maximum, fällt dann schnell ab, die andere steigt noch weit von der Kante an und fällt dann langsam ab. Außerdem fehlt an einer Stelle eine Linie, so daß die Serie eine Lücke hat. Auch für diese Erscheinung finden sich mehrfach Beispiele. Bei anderen Kanten des Spektrums finden sich ebenfalls zwei Serien, die aber zum Teil umgekehrt gelagert sind, wie die Serien der Kante λ 4279. Über die Lagerung der Kanten und den Bau der Banden im Rot ist nichts bekannt.

Die im Blau und Violett gelegenen Banden des Silbers gleichen bei kleiner Dispersion den Banden des Cu im Rot. Ihre Kanten lassen sich entsprechend der dritten Regel von Deslandres ordnen, soweit es die ungenauen Messungen zulassen. Einzelheiten über die Struktur und Beziehungen zum Cu-Spektrum sind nicht bekannt. Auch hier scheinen zwei Typen von Banden aufzutreten.

Das Bandenspektrum des Goldes ist nur für den Bereich λ 4452—3375 bekannt. Die hier gelegenen Banden, insbesondere die nach Rot abschattierte Bande bei 3975, gleichen sehr den Cu-Banden bei 4279. Es sind Kantenbanden, wohl mit Serien von bedeutendem Gliederabstand. Anscheinend finden sich aber auch Banden, die nach Violett abschattiert sind. Näheres ist nicht bekannt.

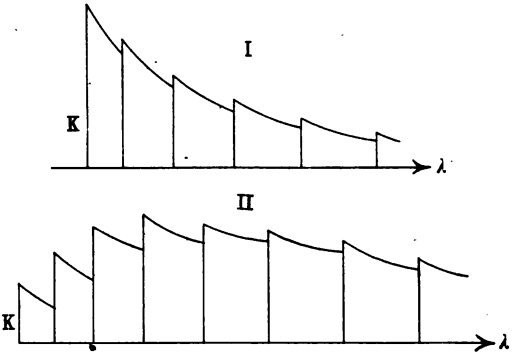
Vergleicht man Cu, Ag, Au, so zeigen nur die Banden von Cu und Au im Blau und Violett ähnlichen Bau, ferner die Banden des Cu im Rot und diejenigen des Ag im Blau.

Die zahlreichen, gut entwickelten Verbindungsspektra der Gruppe Cu, Ag, Au sollen genauer besprochen werden, wenn von

den Beziehungen der Verbindungsspektra die Rede ist. Hier sei nur erwähnt, was auf den Bau der Banden und die Anordnung der Kanten Bezug hat.

Für Cu liefern das Chlorid, Bromid, Jodid, ferner das Jodür Banden. Vermutlich sind die Bandenspektra von CuJ_2 und Cu_2J_2 einander gleich. Genauer bekannt ist das Spektrum von $CuCl_2$ (vgl. Fig. 6 der Tafel). Dasselbe besteht, wie auch die Spektra von CuJ_2 und $CuBr_2$, aus Banden, die nach Rot abschattiert sind und sich bei allen drei Spektren über den Bereich λ 5500—4000 erstrecken. Die Banden gehören dem Kantentypus an. Sie setzen sich anscheinend aus Linien zusammen, die sich vielleicht in Serien

Fig. 22.



Unter I ist die Intensitätsverteilung einer Bandengruppe angedeutet, wie man sie in der Regel findet, unter II eine Intensitätsverteilung, bei der die Einzelbanden ansteigen. *K* bedeutet die Kante.

ordnen lassen. Ausgezeichnet sind die drei Spektra, insbesondere dasjenige des $CuCl_2$, durch einen außerordentlichen Reichtum an Kanten. Eine ganze Gruppe derartiger Kanten gleicht bei kleiner Dispersion einer einzigen, abschattierten Bande und je zwei derartige Bandengruppen bilden die scheinbaren Paare von Banden, die man bei mäßiger Auflösung sieht. Bemerkenswert ist außerdem der Umstand, daß nur in einigen der Bandengruppen die Intensität der Einzelbanden (Kanten) von der Hauptkante aus abnimmt, wie das die Regel ist. Dann erscheint die Hauptkante als deutliche Kante. Bei anderen Bandengruppen nimmt die Intensität der Kanten jedoch zunächst zu, wenn man von der Hauptkante weggeht, um allmählich abzuklingen. Derartige Banden gleichen

also bei geringer Dispersion dem Typus der zweiseitig unscharfen Banden. Die Skizzen der Fig. 22 deuten den Intensitätsverlauf an.

Nach dem roten Ende des Spektrums hin rücken in jeder Gruppe die Kanten der Unterbanden immer näher zusammen, während in jeder Einzelgruppe der Abstand der Bandenkanten mit der Wellenlänge zunimmt. Auf einen Bereich von 20 *A* kommen bis zu acht Kanten. Die Kanten der Hauptgruppen (meist Banden genannt) lassen sich in zwei Serien ordnen, indem man immer abwechselnd die erste bzw. zweite Kante der scheinbaren Doppelbanden nimmt. Innerhalb dieser Serien ist die zweite Differenz der Schwingungszahlen kleiner als die Messungsfehler.

Ähnliches wie für $CuCl_2$ gilt auch für die Spektra von $CuBr_2$ und CuJ_2. Nur liegen die Serien der Hauptgruppen nicht so regelmäßig gegeneinander wie bei $CuCl_2$.

§ 108. Auch die Elemente der dritten Kolumne des natürlichen Systems (Nr. 2) sind reich an Bandenspektren. Von dem an der Spitze der Gruppe stehenden Element Beryllium kennt man freilich nur die Existenz eines Bandenspektrums mit nach Rot abschattierten Banden, dagegen keine Einzelheiten. Dagegen liefert das Magnesium eine große Zahl von Verbindungsspektren, von denen hier nur das aufgeführt wird, was auf den Bau der Spektra Bezug hat. MgO liefert ein Bandenspektrum, dessen Banden oberhalb λ 4900 ein Kantenspektrum bilden, in dem die Einzelbanden nach Violett abschattiert sind. Zwischen λ 4826 und 4771 liegt eine Bandengruppe, deren Charakter nicht bestimmt ist, und unterhalb λ 3980 liegt ein Spektrum, dessen Banden teils nach Rot und teils nach Violett abschattiert sind. Olmsted*) ordnet die Kanten in mehrere Serien, deren Charakter und Darstellung durch Formeln jedoch unentschieden bleibt. Möglicherweise gehört das Spektrum der MgO wenigstens zum Teil dem Metall selbst an. Aus diesem Grunde ist es auch vorangestellt.

---

*) Ch. M. Olmsted, Diss., Bonn 1906. Zeitschr. f. wiss. Photogr. 4, 255—333 (1906).

Das Bandenspektrum des Calciums (auch wohl CaO zugeschrieben) zerfällt in zwei sich verschieden verhaltende Teile im Ultraviolett und im Bereiche λ 6500 bis 4500. Ein großer Teil der Banden ist nach Rot abschattiert und in Linien auflösbar. Hier findet man deutliche Kanten. Bei anderen Banden überdecken sich anscheinend Serien, die nach verschiedenen Richtungen laufen. Andere Banden gehören dem diffusen Typus an. Der Bau des Spektrums ist noch nicht aufgeklärt. Olmsted*) findet, daß sich die nach Rot abschattierten Bandenkanten in vier Serien mit langsam veränderlicher erster Differenz der Schwingungszahlen einreihen lassen und daß man die Serien in einem flächenhaften Schema anordnen kann, so, wie es in § 103 erläutert ist. Daraus folgt, wie wir gesehen haben, daß das System der Kanten entsprechend der allgemeinen Formel von Deslandres durch eine Formel $\nu_K = \alpha n^2 + \beta p^2$ darstellbar ist, wo α und β kleine Größen sind. Über die Detailstruktur der Banden läßt sich nur angeben, daß Paare von Linienserien vorhanden sind.

Für das Bandenspektrum des Strontiums gelten die gleichen Bemerkungen; hier finden sich fünf Kantenserien.

In dem Bandenspektrum des Baryums finden Olmsted und Börsch 12 Kantenserien. Die Banden sind hier ganz besonders entwickelt. Die stärkste Serie in allen drei Spektren bezeichnet Olmsted nicht ganz glücklich als Hauptserie ($p = const$), die stärkste Serie $n = const$ als Hauptquerserie. In den Serien zeigt sich der bereits früher erwähnte wellenförmige Intensitätsverlauf.

Es muß jedoch bemerkt werden, daß die erwähnte Einteilung nur für gewisse Stücke des Spektrums gilt, bei Sr z. B. für den Teil unterhalb λ 4700. Die Banden im Rot sind äußerst kompliziert aus zahlreichen Einzelbanden zusammengesetzt. Es gelten hier für einige Kantengruppen mit guter Annäherung die Regeln von Deslandres.

Das Bandenspektrum des Baryums unterscheidet sich bei genauerer Betrachtung in gewisser Hinsicht von den Spektren der beiden anderen Metalle. Es gleicht einem Pseudokantenspektrum. Doch lassen sich Linienserien unterscheiden, die zu zweien auftreten und scheinbare Paare bilden. Diese Serien gehen von nahe

*) Zahlen nach V. Hoeller, Diss., Bonn 1908. L. Börsch, Diss., Bonn 1909, berechnet etwas andere Konstanten.

gelegenen Stellen aus, die den Kanten entsprechen, die man bei geringer Dispersion sieht, und sind bis zu 70 Gliedern verfolgt worden. Sie verlaufen ähnlich, aber nicht kongruent, wie die Faktoren von m^2 in den berechneten Formeln für ν zeigen, deren Wurzeln z. B. für verschiedene Serien der gleichen Bande lauten *):

0,0552	0,2079	0,2174	0,1494
0,0572	0,2309	0,2731	0,2289
		0,1936	
		0,2702	

Die Zahlen, die untereinander stehen, beziehen sich jedesmal auf Serien, die nahe an derselben Stelle ihren Anfang nehmen. Die Serien selbst lassen sich mit guter Annäherung durch Formeln nach Deslandres darstellen. Freilich zeigen die zweiten Differenzen, obwohl sie klein sind, einen deutlichen Gang. Bemerkenswert sind noch die hohen Ordnungszahlen, zu denen man gelangt, wenn man die Kanten nach der Formel

$$\nu_K = A + Bn^2$$

berechnet. n beginnt hier in der Regel mit Werten in der Nähe von 150. Dabei ist zu bedenken, daß im ganzen nur 150 Kanten aus dem Baryumspektrum in das Schema nach Deslandres eingeordnet sind. Wenn man also nicht annehmen will, daß im Ultraviolett und Ultrarot noch sehr zahlreiche Banden gefunden werden — der Verlauf des Spektrums paßt nicht dazu —, so muß man schließen, daß in den Formeln Deslandres kein Zusammenhang zwischen der Größe von n und der Intensität der betreffenden Bande besteht.

Olmsted **) setzt die Bezirke λ 5600 bis 3900 (Ba), λ 4400 bis 3600 (Sr) und λ 4000 bis 3900 (Ca) miteinander in Parallele und findet neben einer Reihe von Abweichungen im Verhalten die Analogie, daß mit abnehmendem Atomgewicht die korrespondierenden Banden nach Violett rücken, daß alle Banden nach Rot abschattiert sind und daß sie jedesmal zwei Serien von Einzellinien enthalten.

Auch das Radium besitzt ein Bandenspektrum, das möglicherweise dem Metall angehört. Einzelheiten über seinen Bau sind nicht bekannt.

*) Zahlen nach V. Hoeller, Diss., Bonn 1908. L. Börsch, Diss., Bonn 1909, berechnet etwas andere Konstanten.

**) Ch. M. Olmsted, Diss., Bonn 1906.

§ 109. Von den Verbindungsspektren der Erdalkalien und ihren Beziehungen soll später noch die Rede sein. Hier sei nur das erwähnt, was auf ihren Bau Bezug hat. Da die genannten Verbindungsspektra sehr kompliziert gebaut sind, so sollen nur diejenigen etwas genauer besprochen werden, deren Einzelheiten als sicher bekannt gelten können. Zunächst sind die Verbindungen mit den Haloiden zu nennen, die in der folgenden Übersicht zusammengestellt sind:

Be	$MgCl_2$	$CaCl_2$	$SrCl_2$	$BaCl_2$	$RaCl_2$
?	$MgBr_2$	$CaBr_2$	$SrBr_2$	$BaBr_2$	
	MgJ_2	CaJ_2	SrJ_2	BaJ_2	
	MgF_2	CaF_2	SrF_2	BaF_2	

Die Spektra dieser Verbindungen sind äußerst mannigfaltig. Sie sind durch intensive Banden ausgezeichnet, die in demselben Spektrum sowohl nach Rot als auch nach Violett abschattiert sein können (gerechnet nach den Einzellinien), falls sie dem Kantentypus angehören. In diesem Falle sind die Banden durch eine große Zahl von Kanten mit eigentümlichem Intensitätsverlauf ausgezeichnet. Daneben findet man jedoch auch Banden, die dem diffusen Typus angehören. Eine vollständige Auflösung eines dieser Spektra in Einzellinien ist bisher nicht geglückt. Es ist daher über den Verlauf etwaiger Linienserien nichts bekannt. Vielmehr beziehen sich alle Regeln auf Bandenkanten oder Stellen im Spektrum, die als solche angesehen wurden. Da eine eingehende Besprechung aller dieser Spektra hier nicht möglich ist, so sei dasjenige Spektrum herausgegriffen, das man am leichtesten erhält und das daher verhältnismäßig gut bekannt ist, nämlich die Banden des SrF_2, wie sie der Bogen liefert. Daß es sich hier um Banden des SrF_2 handelt, steht wohl außer Zweifel. Die Banden zerfallen hier in drei Klassen: 1. in Kantenbanden, die a) nach Rot oder b) nach Violett abschattiert sind; 2. in Kantenbanden mit eigentümlichem Intensitätsverlauf; 3. in diffuse Banden.

In Fig. 23 ist eine derartige Bandengruppe abgebildet. Die anfangs deutlichen Kanten verlieren rasch an Deutlichkeit. Jede Einzelbande ist nach Violett abschattiert. Leopold*), Fabry, Dufour und Rösch**) haben die Kanten dieser Bandengruppen

*) P. Leopold, Diss., Bonn 1912. Zeitschr. f. wiss. Photogr. **11**, 105—118, 137—149 (1912).

**) Literatur angeführt in Kaysers Handbuch, Bd. VI, S. 525 ff.

gemessen und dabei gefunden, daß sich jede einzelne Gruppe ziemlich befriedigend durch die Formel (6) von Fabry darstellen

Fig. 23.

Gruppe nach Violett abschattierter Banden aus dem Bogenspektrum des Strontiumfluorids. Die längeren Wellen liegen rechts. Bei *L* sieht man einige Linien des Linienspektrums. Die Aufnahme ist mit einem kleinen Konkavgitter gemacht. Gegen Ende der Bande erkennt man die beginnende Auflösung.

Fig. 24.

Zwei Banden aus dem Bogenspektrum des Strontiumfluorids. Die langen Wellen liegen rechts. Bei *L* Linien des Linienspektrums. Aufnahme mit einem kleinen Konkavgitter.

läßt, wenn auch die Differenzen mit wachsenden Ordnungszahlen zunehmen. Die Numerierung beginnt dabei mit $m = 0$ an der Kante, während bei Anwendung der einfacheren Formel $\nu = A + Bn^2$ zum Teil mit sehr hohen Ordnungszahlen begonnen werden muß, z. B. 154, und die Zählung nicht in dem gleichen Sinne geht, wie der Abfall der Intensität. Dem entspricht der Umstand, daß die Kantenabstände der Einzelbanden kleiner werden, wenn man von der scheinbaren Hauptkante weggeht. Dies trifft nur zu für die nach Violett abschattierten, in Fig. 23 abgebildeten Bandengruppen, nicht jedoch für die nach Rot abschattierten Banden desselben Typus. Es sei gleichzeitig auf einen wichtigen Unterschied gegen die Serienordnung der Kanten hingewiesen, wie sie von Deslandres für N, Cy usw. angegeben ist. Während nämlich dort die in einer Serie zusammengefaßten Banden sich über verschiedene Kantengruppen verteilen, bilden hier jedesmal viele Kanten sowohl eine Bandengruppe, wie eine Serie.

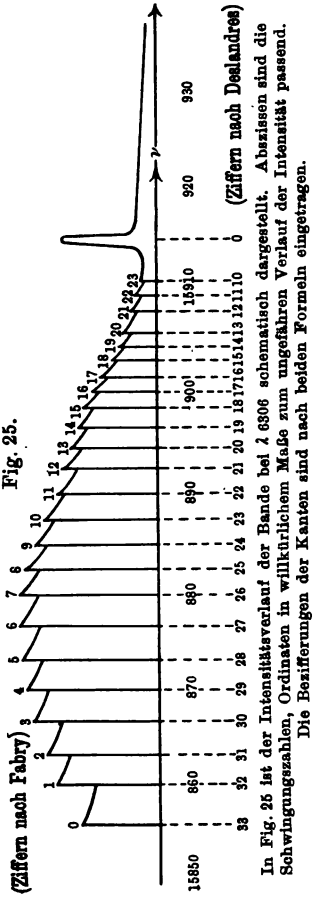


Fig. 25. In Fig. 25 ist der Intensitätsverlauf der Bande bei λ 6306 schematisch dargestellt. Abszissen sind die Schwingungszahlen, Ordinaten in willkürlichem Maße zum ungefähren Verlauf der Intensität passend. Die Bezifferungen der Kanten sind nach beiden Formeln eingetragen.

Noch komplizierter ist der Verlauf der Banden, die in die zweite Gruppe zusammengefaßt sind, und von deren Aussehen Fig. 24 eine Probe gibt.

Auch hier handelt es sich um eine aus zahlreichen Banden zusammengesetzte Bandengruppe, deren Intensitätsverlauf am einfachsten aus der Skizze (Fig. 25) zu ersehen ist.

Man findet hier das bereits bei Besprechung der Cu-Spektra erwähnte Ansteigen der Intensität der Kanten von der Bande $m = 0$ angefangen; von der siebenten Bande ab fällt die Intensität wieder langsam, um dann bei $\nu = 15915$ noch einmal linienartig anzu-

steigen. Es folgt eine Fortsetzung jenseits 15915 in Gestalt eines langsam an Intensität abnehmenden kontinuierlichen Grundes. Der Abstand der Kanten nimmt langsam ab bis etwa zur Bande Nr. 26. Die letzten Banden sind ungenauer gemessen. Möglicherweise ist hierauf die Unregelmäßigkeit in der Lagerung zum Teil zurückzuführen. Es ist klar, daß zwei verschiedene Auffassungen über den Bau der Bande möglich sind; entweder man sieht das Maximum bei 15915 als Hauptkante an (Zählung nach Deslandres) oder die Kante bei 15858 (Zählung nach Fabry). Beide Auffassungen sind in der Literatur ohne klare Scheidung vertreten. Bemerkenswert ist, daß in der Gegend bei 15915, dort, wo vielleicht durch Häufung der Kanten das Intensitätsmaximum sichtbar ist, die Stelle liegen würde, an der die Kantenabstände nach der Fabryschen Formel ihr Minimum haben müßten. Im ganzen spricht alles für eine Zählung im Sinne der Fabryschen Formel, wenn sich auch keine Entscheidung treffen läßt.

Über den Bau der dritten Gruppe von Banden im Spektrum von SrF_2, die zum diffusen Typus gehören, ist nichts bekannt.

Ähnlichen Bau wie bei den beschriebenen Banden findet man bei den meisten Banden der Spektra der Haloidverbindungen, soweit sie genauer bekannt sind. Vielfach treten je zwei Serien von Bandenkanten zu Gruppen zusammen, die dem ersten und zweiten bei SrF_2 beschriebenen Typus gleichen.

Über den Bau der Oxydspektra der Erdalkalien läßt sich zurzeit nichts Bestimmtes aussagen. Dagegen sind Wasserstoffverbindungsspektra des Mg und Ca bekannt, die sowohl im Bogen bzw. elektrischen Ofen, wie im Sonnenspektrum photographiert worden sind. Beide Spektra bestehen aus Banden, die nach Violett abschattiert sind und sich in Linien auflösen lassen. Das Spektrum der Magnesiumverbindung ist von Fowler*) genauer untersucht worden; es scheint ein Kantenspektrum zu sein. Über die Anordnung der Kanten ist nichts bekannt. Dagegen sind einige der Banden aus Serien aufgebaut, die nicht genau an der gleichen Stelle beginnen. So besteht die Bande bei λ 5211 aus mehr als vier Serien, die sich verschieden vollständig durch die vorgeschlagenen Formeln darstellen lassen. Die längste beobachtete

*) A. Fowler, Phil. Trans. (A) **209**, 447—478 (1909). — Siehe auch Kaysers Handbuch, Bd. VI, S. 722.

Serie umfaßt 38 Glieder. Hier liefern weder Formeln vom Typus $\nu = a + bm + cm^2 + dm^3$ usw., noch auch die Halmsche Formel einen befriedigenden Anschluß an die Erfahrung. Zu weiteren Schlüssen reichen die bisherigen Untersuchungen nicht.

§ 110. Auch die Untergruppe der zweiten Kolumne des natürlichen Systems, nämlich die Elemente Zink, Cadmium und Quecksilber, sind durch mannigfaltige Bandenspektra ausgezeichnet. Bei allen drei Elementen sind die Banden nach Violett abschattiert. Die Spektra zeigen deutliche Kanten, von denen in der Regel mehrere Serien ausgehen, die nicht an derselben Stelle entspringen *).

Bei Zink ist nichts Näheres über den Bau der Banden bekannt.

Bei Cadmium treten in vier Banden kurze Serien auf, die sich durch Formeln $\lambda = a + bm + cm^2 + dm^3$ darstellen lassen.

Genauer bekannt ist das Bandenspektrum des Quecksilbers **). Seine Banden sind ähnlich, jedoch nicht identisch. Über die Anordnung der Kanten läßt sich zurzeit nichts Sicheres aussagen. Jede Gruppe besteht aus zwei Teilen, einer schwächeren „Vorbande" und der Hauptbande, die selbst wieder mehrere Kanten besitzt. Von jeder Kante gehen Serien von Linien aus, in einer „Vorbande" z. B. fünf verschiedene Serien, in einer „Hauptbande" sechs, die an etwas verschiedenen Stellen beginnen. Obwohl die Serien nicht sehr viele Glieder besitzen (etwa 30), erstrecken sie sich doch über mehrere hundert A. Infolgedessen sind die ersten Differenzen verhältnismäßig groß, so daß man den Gang der zweiten Differenzen sicher beurteilen kann. Es zeigt sich bei allen Serien des Quecksilbers ein beträchtliches Ansteigen dieser Differenzen, und zwar innerhalb des beobachteten Intervalls um etwa 33 Proz. Von einer Gültigkeit der Formeln von Deslandres kann also hier nicht mehr die Rede sein. Auch die von Ritz benutzte Formel $\nu = a + bm^2 + cm^4$ erweist sich als unzureichend. Der Intensitätsverlauf in den einzelnen Serien zeigt die bereits früher wiederholt erwähnten Eigentümlichkeiten. Endlich sei erwähnt, daß auch einige im Violett gelegene Banden gefunden sind,

*) Außer der in Kaysers Handbuch angeführten Literatur: E. E. Howson, Astrophys. Journ. **36**, 286—293 (1912).

) Außer der in Kaysers Handbuch genannten Literatur: E. Liese, Diss., Bonn 1912, Zeitschr. f. wiss. Photogr. **11, 349—375 (1912).

die nach Rot abschattiert sind. Ihre Natur ist jedoch nicht aufgeklärt.

Die Haloidverbindungen aller drei Metalle liefern charakteristische Bandenspektra, von denen jedoch nur diejenigen des Quecksilbers genauer bekannt sind. Eine Auflösung dieser Banden ist bisher nicht ausgeführt. Es handelt sich um Anhäufungen von zahlreichen Kanten oder um diffuse Banden. Angeblich findet sich auch ein kontinuierlicher Grund. Die Hauptkanten treten vielfach als Paare auf. Ihre Zahl ist bedeutend, mehr als 327 bei $HgCl_2$, 193 bei $HgBr_2$ und mehr als 143 bei HgJ_2. Sie lassen sich in einige Serien ordnen, in denen die zweiten Differenzen der Schwingungszahlen erst zu-, dann wieder abnehmen. Der feinere Bau dieser Spektra bleibt noch aufzuklären *). Von den Beziehungen der verschiedenen Haloidspektra zueinander soll noch später die Rede sein.

§ 111. In der Kolumne III des natürlichen Systems sind die Bandenspektra sehr verschiedenartig. Die Banden des Bors erstrecken sich über das ganze Spektrum und gehören dem Pseudokantenspektrum an, während die Banden der anderen Elemente, z. B. Al, Y, La ausgesprochene Kantenspektra sind, deren Banden nur kleine Spektralbezirke einnehmen. Möglicherweise gehört das Spektrum jedoch nicht dem elementaren Bor, sondern der Borsäure an **). Bei geringer Dispersion sieht man deutliche Kanten von Banden, die nach längeren Wellen abschattiert sind. Außerdem zeigt die Intensität im Spektrum einen mit den Banden in Zusammenhang stehenden wellenförmigen Verlauf. In Flammen ist das Spektrum scheinbar kontinuierlich, zeigt jedoch eine dem Bandenspektrum analoge Intensitätsverteilung. Bei stärkerer Auflösung verschwinden die Kanten. Es lassen sich jedoch einige Serien von Linien aus der großen Zahl der Borlinien ausfindig machen, die einander parallel laufen und angenähert der Regel von Deslandres folgen ***).

*) J. Lohmeyer, Diss., Bonn 1906.

**) Auch die Ansicht wird vertreten, daß es sich um die Superposition zweier Spektra handle.

***) G. Kühne, Diss., Bonn 1906. Zeitschr. f. wiss. Photogr. 4, 172—184 (1906). Außer der Literatur in Kaysers Handbuch, Bd. V, S. 134 auch J. M. Eder u. E. Valenta, Atlas typischer Spektren, Text S. 9. Wien 1911.

Besser bekannt ist das Bandenspektrum des Aluminiums (vgl. Fig. 11). Es vereinigen sich hier jedesmal mehrere nach Rot abschattierte Banden zu einer Bandengruppe, in der die Kantenabstände mit der Wellenlänge wachsen *). In der Nähe jeder Kante entspringen mehrere Serien, darunter zwei stärkere.

Innerhalb der einzelnen Gruppen ist die Zahl der Kanten verschieden. Die Schwingungszahlen einiger dieser Kanten ergaben angenähert dieselbe erste Differenz. Allein eine Ordnung der Kanten im Sinne der Deslandresschen Regeln ist nicht möglich, da eine Gruppe von Kanten ganz herausfällt. Einige der Serien hat Lauwartz **) bis zum 145. Gliede verfolgen können, während die ersten Glieder in der Nähe der Kante nicht gefunden wurden. Bis etwa zum 70. Gliede sind die zweiten Differenzen konstant, so daß sich der Verlauf genügend durch die Formel von Deslandres darstellen läßt. Dann aber sind die berechneten Schwingungszahlen immer kleiner als die beobachteten und die Differenz steigt allmählich bis zu 12 Einheiten. Die Konstanten sind ähnlich, allein nicht identisch, wie es die Regel verlangt. Howson findet, daß in einer Serie die dritten Differenzen konstant sind, und daß nur die Formel $\lambda = a + bm + cm^2 + dm^3$ brauchbar ist. Allein die Serien sind bei Lauwartz weiter verfolgt. Es sei noch bemerkt, daß im einzelnen noch Eigentümlichkeiten vorhanden sind. So überholt z. B. eine Serie die andere, der Intensitätsverlauf innerhalb der Serien ist verschieden u. a. m.

Die Banden des Scandiums bilden ebenfalls ein Kantenspektrum von ähnlichem Bau wie dasjenige des Aluminiums. Die Banden sind zu Gruppen vereinigt und nach Rot abschattiert. Kayser ***) faßt die Kanten in fünf Serien zusammen, die sich überlagern, so daß jede Bandengruppe ähnlich wie in Fig. 21 durch Banden verschiedener Serien gebildet wird. In jeder dieser Serien gilt angenähert die Regel von Deslandres. Über die Anordnung der Einzellinien ist nichts bekannt.

Die Banden des Yttriums sind wieder ähnlich gebaut wie die bisher genannten der Gruppe. Sie sind nach Rot abschattiert

*) Außer der in Kaysers Handbuch, Bd. V, S. 97 genannten Literatur: E. E. Howson, Astrophys. Journ. **36**, 286—293 (1912); J. Barnes, ebenda **34**, 159 (1911).

**) J. Lauwartz, Diss., Bonn 1903.

***) H. Kayser, Handbuch, Bd. VI, S. 455.

und bilden Gruppen mit nach Rot wachsenden Kantenabständen. Das Spektrum ist ein Kantenspektrum. Über seinen Bau ist nichts Näheres bekannt.

Das Bandenspektrum des Lanthans zeigt einen ähnlichen Bau wie dasjenige des Yttriums. Die Banden sind nach Rot abschattiert, bilden Gruppen eines Kantenspektrums. In jeder dieser Gruppen bilden je zwei Kanten eine Doppelkante *). Außerdem sind die Abstände der im Violett gelegenen Bandenkanten sehr klein gegen diejenigen der Banden im langwelligen Teile des Spektrums. Näheres ist auch hier nicht bekannt.

Im ganzen scheinen die Bandenspektra beim Übergang vom Aluminium zum Lanthan nach längeren Wellen zu rücken.

Verbindungsspektra sind in dieser Gruppe nicht bekannt.

Über den Bau der Bandenspektra in der Untergruppe Gallium, Indium, Thallium ist nichts bekannt. Die Banden des Indiums sollen nach kurzen Wellen abschattiert sein, diejenigen des Thalliums nach der Seite der längeren Wellen. Beides ist zweifelhaft. Auch über die Verbindungsspektra dieser Elemente ist nichts bekannt.

§ 112. Vielfach untersucht sind die Bandenspektra der Elemente der Kolumne IV des natürlichen Systems, vor allem diejenigen des Kohlenstoffs. Es kann hier nur das Wesentlichste über den Bau dieser Spektra angeführt werden. Ich beginne mit

1. Bandenspektrum des Kohlenstoffs
(Swan-Spektrum, Spektrum von CO, vgl. Fig. 8).

Das Spektrum zerfällt in zwei Teile, einen im Rot und Ultrarot gelegenen, der möglicherweise zum Cyan gehört und ganz anderen Bau besitzt, und einen im Sichtbaren gelegenen Teil, dessen Banden ein Kantenspektrum bilden und nach Violett abschattiert sind. Es soll zunächst nur von diesem Teile die Rede sein. Die Einzelbanden treten zu Gruppen zusammen, in denen die Kantenabstände nach kürzeren Wellen hin zunehmen, während die Bandenkanten schwächer hervortreten. Die Kanten lassen

*) Außer der Literatur in Kaysers Handbuch, Bd. V, S. 667 noch: F. Exner u. E. Haschek, Die Spektren der Elemente 1911, II, S. 117, und J. M. Eder u. E. Valenta, Atlas typischer Spektren, Text S. 30. Wien 1911.

sich in Serien ordnen*), in denen die ersten Differenzen der Schwingungszahlen nahezu gleich, die zweiten Differenzen konstant sind. Für mehrere dieser Bandengruppen ist der Aufbau aus Serien genauer untersucht worden. Komp**) findet in der zweiten Gruppe (gerechnet von längeren nach kürzeren Wellen) bei λ 5635 vier Kanten. In der ersten Kante, nahe beieinander (nämlich bei λ 5634,24, λ 5635,20, λ 5634,66, λ 5634,87), entspringen vier Serien, die sich 20 bis 30 Glieder weit verfolgen lassen. In einiger Entfernung von der Kante setzen sechs weitere Serien ein, die zunächst an Intensität zunehmen und dann mit den Gliedern der ersten vier Serien verschmelzen. Die einzelnen Serien laufen einander nicht parallel. Auch von den weiteren Kanten gehen Serien aus. Die zweiten Differenzen der Schwingungszahlen zeigen gewisse Unregelmäßigkeiten. Es scheint, als ob sie zuerst zu-, dann abnehmen.

Die dritte Gruppe, λ 5165, ist wiederholt gemessen und berechnet worden, zuerst von Kayser und Runge***), dann von Thiele†), weiterhin von Leinen††) und Fortrat†††). Die Schwierigkeit der Beurteilung des Baues der Bande liegt hier in dem Zusammenfließen zahlreicher Glieder verschiedener Serien. In der Regel werden zwei Kanten dieser Serien angegeben, während Thiele deren fünf berechnet. Von der ersten Kante gehen fünf Serienpaare, also im ganzen zehn Einzelserien von etwas verschiedenen Stellen aus; durch die Superposition ihrer Glieder kommt das komplizierte Bild der Bande zustande. Die Abstände der einzelnen Glieder wachsen anfangs wie die Glieder einer arithmetischen Reihe, dann aber langsamer. Sie scheinen sich einem Maximum zu nähern. Von einer gewissen Stelle ab nehmen drei Serienpaare schneller ab, als die beiden anderen. Auch von der zweiten Kante gehen zehn Einzelserien aus, deren Verlauf jedoch nicht genauer untersucht ist. Die älteren Berechnungen

*) Vgl. H. Deslandres, C. R. **112**, 661—663 (1891); u. H. Kayser, Handbuch, Bd. II, S. 481.

) R. Komp, Diss., Bonn 1911. Zeitschr. f. wiss. Photogr. **10, 117—134 (1912).

***) H. Kayser und C. Runge, Abhandl. d. Berl. Akad. 1889.

†) J. N. Thiele, Astrophys. Journ. **8**, 1—27 (1898).

††) J. Leinen, Diss., Bonn 1905.

†††) R. Fortrat, Arch. de Genève (4) **31**, 550—554 (1911).

von Thiele stützen sich auf die Messungen von Kayser und Runge, deren Aufnahmen die Linien jenseits der zweiten Kante nicht völlig auflösen. Auch der Bau der Kante selbst ist nicht völlig aufgeklärt. Thiele hat seine Formel:

$$\lambda = \lambda_0 - \varkappa\left(\frac{n+c}{10}\right)^2 \frac{1 + s_1\left(\frac{n+c}{10}\right)^2 + \cdots s_{r-1}\left(\frac{n+c}{10}\right)^{2r-2}}{1 + t_1\left(\frac{n+c}{10}\right)^2 + \cdots t_r \quad \left(\frac{n+c}{10}\right)^{2r}}$$

auf die Serien der Bande λ 5165 angewendet und zehn Serien danach berechnet. Er findet z. B. für zwei der stärksten Serien, die von der ersten Kante ausgehen, die folgenden Konstanten:

Serie α	Serie β
$c = 0{,}266$	$c = 0{,}266$
$\lambda_0 = 5165{,}17$	$\lambda_0 = 5165{,}59$
$\varkappa = 11{,}537\,76$	$\varkappa = 13{,}172\,01$
$t_1 = +4{,}523\,456$	$t_1 = +4{,}437\,308$
$s_1 = +5{,}049\,774$	$s_1 = +4{,}342\,970$
$t_2 = +0{,}127\,311\,5$	$t_2 = +0{,}124\,886\,9$
$s_2 = +0{,}127\,829\,3$	$s_2 = 0{,}109\,856\,2$
$t_3 = +0{,}000\,615\,434$	$t_3 = 0{,}000\,603\,713$

Jede dieser Serien zerfällt wieder in zwei Teilserien. Das Interesse liegt jedoch weniger in den Zahlenwerten der Konstanten, als in dem Vergleich der gemessenen Linien mit den berechneten. Obwohl die Verschiedenheit der benutzten Normalen und andere Umstände den Vergleich erschweren, muß man dennoch den Schluß ziehen, daß die berechneten Linien Thieles gut mit den beobachteten übereinstimmen. Möglicherweise würde die Übereinstimmung bei einer Neuberechnung noch besser werden, da sich das Wellenlängenmaterial leicht verbessern ließe. Allein die rechnerische Arbeit der Berechnung von mehr als 1000 Linien ist im Verhältnis zu der Verbesserung zu groß.

Sehr bemerkenswert ist noch, daß in einigen Fällen Linien der Serien fehlen, und zwar gerade dann, wenn mehrere Linien

verschiedener Serien nach der Rechnung zusammenfallen, man also eine besonders starke Linie erwarten sollte*).

In neuester Zeit hat R. Fortrat**) die Bande bei λ 5165 wieder untersucht. Er kommt in den Einzelheiten vielfach zu anderer Auffassung als seine Vorgänger und schließt, daß keine der bisher angegebenen Regeln den Verlauf der Linien in der Bande darstellt.

Auch die vierte Gruppe bei λ 4737 ist genauer untersucht worden. Hindrichs***) findet, daß von der ersten Kante bzw. von Stellen in der Reihe derselben fünf verschiedene Serien ausgehen, in denen die zweiten Differenzen der Schwingungszahlen nahezu konstant sind und dieselben für die verschiedenen Serien. Auch von der zweiten Kante gehen fünf Serien aus (vielleicht noch mehr) und bei der dritten und vierten Kante ließ sich wenigstens je eine Serie auffinden. Die einzelnen Serien lassen sich nicht zur Deckung bringen. Endlich lassen sich die sieben Kanten dieser Gruppe†) wiederum in eine Serie ordnen, deren zweite Differenzen konstant sind. Die Kanten rücken mit wachsenden Wellenlängen näher zusammen. Diese Beobachtung würde zugunsten der allgemeinen Formel von Deslandres sprechen.

Völlig verschieden von den bisher genannten Gruppen ist der ultrarote und rote Teil des Spektrums. Die Kanten sind hier nach der Seite der kürzeren Wellen gerichtet, die Banden nach Rot abschattiert, das Spektrum macht den Eindruck eines Pseudokantenspektrums. Bei 1,4 μ sind hier sechs Gruppen zu zählen. Näheres über ihren Bau ist nicht bekannt††). Man vergleiche weiter unten unter Cyan.

Der Vergleich der verschiedenen Ergebnisse für die einzelnen Bandengruppen zeigt die große Komplikation dieses verhältnis-

---

*) Es sei an dieser Stelle auf eine graphische Darstellung der Bandenserien aufmerksam gemacht, die Thiele benutzt. Zu einer Besprechung fehlt es hier an Raum.

) R. Fortrat, Arch. de Genève (4) **31, 550—554 (1911).

***) O. Hindrichs, Diss., Bonn 1904.

†) So viele nimmt Hindrichs an. Direkt sind nur vier zu sehen. Doch sind die Stellen der drei anderen Kanten dadurch gekennzeichnet, daß weitere Serien an ihnen entspringen.

††) Vgl. auch F. Croze, C. R. **150**, 1672—1674 (1910).

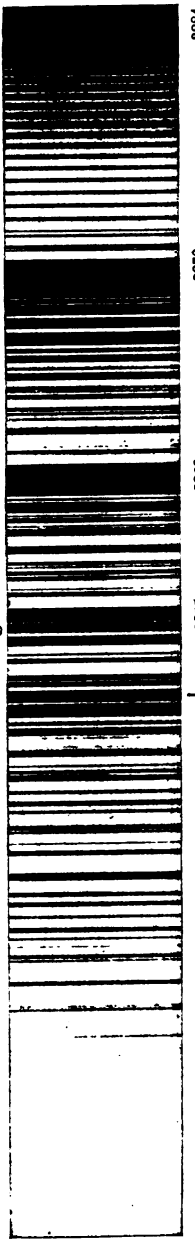


Fig. 26.

mäßig gut bekannten Spektrums und führt zu dem Schluß, daß zwar die Lage der Kanten (soweit von solchen die Rede sein kann) ziemlich richtig durch die Formeln von Deslandres dargestellt werden kann, daß jedoch der Verlauf der Linien im einzelnen nur ungenügend durch die bisher bekannten Regeln wiedergegeben wird, vielleicht mit Ausnahme der Formel von Thiele.

2. Bandenspektrum des Cyans.

§ 113. Der Bau dieses Spektrums ist gleichfalls vielfach und eingehend untersucht worden. Namentlich ist die durch ihre Intensität und Länge ausgezeichnete Bande bei λ 3884 (man vergleiche die folgende Fig. 26) wiederholt gemessen worden.

Das Spektrum des Cyans ist ein charakteristisches Kantenspektrum. Die Einzelbanden sind nach Violett abschattiert und treten zu Gruppen zusammen, in denen die Kanten nach Violett hin zusammenrücken. Diese Kanten lassen sich innerhalb gewisser Genauigkeitsgrenzen in Serien ordnen, in denen die zweiten Differenzen nahezu konstant sind. Zwischen den Hauptgruppen findet man bei passender Beobachtungsmethode noch scheinbare Bandenkanten, die nach der entgegengesetzten Seite wie die Hauptbanden, also nach Violett, gerichtet sind. Diese Kanten sind vielfach, zuerst von A. S. King, als Umkehrpunkte oder Schwänze angesehen worden, die man nach den Formeln Thieles oder Deslandres (vgl. § 100) erwarten sollte, oder die sich

einstellen würden, wenn man unabhängig von Formeln annimmt, daß die Differenzen zwischen aufeinanderfolgenden Linien ein Maximum erreichen und dann wieder abnehmen.

Es soll hier nur von der stärksten Bande bei λ 3884 die Rede sein. Vor der Kante der Bandengruppe findet man eine schwache Kante. Dann folgen fünf Bandenkanten, von denen in Fig. 27 vier bezeichnet sind. Von der ersten Kante (die Linien sind hier nicht völlig aufgelöst) gehen wenigstens drei Serien aus, nämlich eine Paarserie und eine scheinbar einfache Serie. Bei Atmosphärendruck *) nimmt die Intensität der Serie einfacher Linien zuerst schnell ab. Bei 3875 fehlt eine Linie **), dann nimmt die Intensität wieder schnell zu; die Serie beherrscht weiterhin das Bild der Bande, so daß sie bis λ 3640, also bis zur Ordnung 180 etwa, verfolgt werden kann. Die Paarserie ist anfangs stärker und hauptsächlich in dem Bereiche zwischen den beiden ersten Kanten zu sehen, nimmt aber schnell an Intensität ab. In größerem Abstande von der Hauptkante lösen sich alle Linien wieder in Paare auf, deren Abstände zuerst wachsen, um später wieder null zu werden. An einzelnen Stellen fehlt jedoch die zu erwartende Doppellinie, und man findet in der Nähe der betreffenden Stelle eine starke einfache Linie. Von den anderen Kanten der Bande gehen ähnliche Serien aus, unter denen sich jedesmal eine verhältnismäßig sehr weit verfolgen läßt.

Kayser und Runge ***), Halm †), Ritz ††) u. a. haben die zuerst genannte Einzelserie nach verschiedenen Formeln berechnet und gefunden, daß alle vorhandenen Formeln nicht genügen. So wächst von der 140. Linie ab die Differenz gegen die Formel von Halm enorm. Die Formel von Deslandres wird ganz unbrauchbar. Die ersten Differenzen zeigen einen parabelartigen Verlauf statt eines geradlinigen. Kayser und Runge finden die Formel $\nu = a + b e^{cn} \sin(n^2 . d)$ ausreichend, ohne ihr eine Be-

*) Über die Veränderlichkeit des Verlaufes mit dem Druck vgl. weiter unten.

) J. Haferkamp, Diss., Bonn 1909. Zeitschr. f. wiss. Photogr. **9, 19—36 (1911).

***) H. Kayser und C. Runge, Abhandl. d. Berl. Akad. 1889. Vgl. Kaysers Handbuch, Bd. II, S. 479; Bd. V, S. 230.

†) J. Halm, Edinb. Trans. **41**, III, 551—598 (1905).

††) W. Ritz, Ges. Werke, S. 530.

deutung beizulegen, Ritz die Formel $a + bm^2 + cm^4$ innerhalb gewisser Grenzen. Allein von einer Darstellung der Serie ist nicht die Rede. Jungbluth*) trägt die Differenzen aufeinanderfolgender Glieder der einzelnen Serien als Ordinaten, die Wellenlängen als Abszissen auf und findet, wie schon früher Kayser und Runge, daß die Differenzen nicht gleichmäßig wachsen, sondern immer langsamer zunehmen und schließlich ein Maximum erreichen. Dann nehmen sie langsam ab. Durch Extrapolation schließt Jungbluth dann weiter, daß jede der vier untersuchten Serien im weiteren Verlaufe zu einer der oben erwähnten „Schwänze", also Kanten mit umgekehrter Abschattierung, konvergiert, die man bei λ 3579, λ 3603, λ 3629, λ 3658 findet. Es würde danach die von der ersten Kante der Hauptbande ausgehende Serie nach der letzten Kante der fraglichen Bande konvergieren, die Serie, die von der zweiten Kante ausgeht, nach der vorletzten usw. fort. Es schien danach, als ob sich die Auffassung bestätigt, daß jede Serie einen Umkehrpunkt hat, jede Bande also mindestens zwei Enden. Dazu paßten gewisse Zahlenbeziehungen, die King und Jungbluth angaben. So findet Jungbluth, daß die Maximalabstände innerhalb der Einzelserien eine arithmetische Reihe bilden, desgleichen die in Wellenlängen gemessenen Abstände zwischen je einer Kante und dem zugehörigen „Schwanz". Dasselbe soll für die Quotienten aus den Wellenlängen, der Köpfe und der zugehörigen Schwänze gelten. A. S. King**) hat eine größere Zahl derartiger „Schwänze", nämlich zwölf gemessen (es gibt noch mehr) und findet ebenfalls gewisse Regeln für die Quotienten der Wellenlängen (oder Schwingungszahlen) der „Köpfe" und „Schwänze", die er jedoch anders ordnet, indem er die „Schwänze" in der umgekehrten Reihenfolge nimmt.

Doch hat schon Halm eine andere Anordnung versucht***) und Weiss†) bestreitet ganz die Richtigkeit der Schlüsse von Jungbluth. Wenn zunächst die Köpfe der Banden für sich

*) F. Jungbluth, Diss., Bonn 1904. Astrophys. Journ. **20**, 237—252 (1904).

) A. S. King, Astrophys. Journ. **14, 323—330 (1901).

***) Er teilt, wohl unrichtig, die Bande in mehrere Stücke.

†) W. Ritz, Ges. Werke, Anhang, S. 526—535; Le Radium **8**, 177—180 (1911); Arch. de Genève (4) **32**, 491—501 (1911).

eine arithmetische Reihe bilden im Sinne der Regel von Deslandres und ebenso die Schwänze, so folgt das gleiche für die von Jungbluth gebildeten Differenzen, falls die Konstanten der beiden Reihen nicht sehr verschieden sind. Auch für den Quotienten der betreffenden Wellenlängen gilt in erster Annäherung das gleiche, so daß dem Argument kein großes Gewicht beizulegen ist. Ferner ergeben sich für zwei der gefundenen Serien Korrekturen, die den Zusammenhang, wie ihn Jungbluth annimmt, zweifelhaft erscheinen lassen. Endlich legen Ritz und Weiss noch Wert auf den Umstand, daß in der Nähe der „Schwänze" die Linien nahezu konstante Abstände haben, statt, wie an den Hauptkanten, sich schnell voneinander zu entfernen. Doch würde ein solches Verhalten immerhin mit Formeln anderer Gestalt als diejenigen von Thiele verträglich sein *).

Möglicherweise besteht aber noch ein Zusammenhang der „Schwänze" mit den Banden des Cyans, die Fowler und Shaw **) sowohl in dem roten Teil des Spektrums des Kohlebogens zwischen Linien des Swanspektrums, wie auch in anderen Lichtquellen aufgefunden haben. Diese Banden sind im Gegensatz zu den früher besprochenen Banden nach Rot abschattiert und scheinen ein Pseudokantenspektrum zu bilden. Je drei Kanten treten zu einer Gruppe zusammen. Die Kanten lassen sich in sechs Serien mit konstanten ersten Differenzen ordnen, entsprechend der Regel von Deslandres, so daß sich alle Schwingungszahlen durch die Formel

$$\nu = 12{,}90\,[(p + 0{,}6)^2 - (m + 0{,}8)^2] - 9741$$

wiedergeben lassen, wo p von 73 bis 79 und m von 56 bis 66 läuft.

Im ganzen ist also auch der Bau des Cyanspektrums trotz vieler Untersuchungen erst teilweise aufgeklärt. Die Regel, die Deslandres für die Lage der Kanten gegeben hat, erweist sich als brauchbar, dagegen fehlt es an einer Darstellung für die Linienserien. Ein Zusammenhang zwischen „Köpfen" und „Schwänzen" ist wahrscheinlich, aber nicht sicher, und über den Zusammenhang der beiden verschiedenen Arten von Banden im Spektrum ist nichts bekannt. Es sei noch darauf hingewiesen,

*) Man findet an der angegebenen Stelle noch weitere Bemerkungen, die ich hier übergehe.

**) A. Fowler u. H. Shaw, Proc. Roy. Soc. (A) 86, 118—130 (1912).

daß die beiden Gruppen von Banden sich in Rücksicht auf ihre Veränderlichkeit sehr verschieden verhalten.

3. Das Bandenspektrum des Kohlenoxyds
(2., 3., 4. positive Gruppe, negative Gruppe).

§ 114. Unter diesem Namen wird eine ganze Anzahl Spektra anscheinend verschiedenartigen Ursprunges zusammengefaßt. Es soll hier nur das angeführt werden, was auf den Bau der untersuchten Banden Bezug hat.

Im ganzen sichtbaren Bereich des Spektrums findet man eine Reihe intensiver Banden, die ein Kantenspektrum bilden. Die Banden treten nicht zu Gruppen zusammen. Sie sind nach Violett abschattiert. Eine Anordnung zu Serien läßt sich, wie es scheint, nicht durchführen *). J. Loos **) hat den Bau einer Reihe von Einzelbanden untersucht. In jeder Bande findet man mehrere Serien, mindestens vier bis sechs, die jedoch nicht an derselben Stelle beginnen. Im weiteren Verlaufe einer Bande treten weitere Serien auf, deren Anfang nicht bekannt ist. Die gefundenen Serien sind kurz. Die zweiten Differenzen sind in erster Annäherung, allein nicht streng konstant. Innerhalb verschiedener Serien sind auch die zweiten Differenzen verschieden. Zwischen den erwähnten Banden liegen andere, die anscheinend zum Typus der diffusen Banden gehören; über ihren Bau ist nichts bekannt.

Durchaus anders gebaut sind die Banden im Violett (dritte positive Gruppe), von denen die folgende Fig. 27 ein Bild gibt. Wolter ***) hat eine Anzahl dieser Banden untersucht, die einen sehr verwickelten Aufbau besitzen. Die sechs genauer bekannten Bandengruppen sind nach Violett abschattiert. Jede Gruppe weist fünf bis sechs Kanten auf, die in der Richtung nach Violett an Intensität zunehmen. Der Verlauf der Intensität ist schematisch in der folgenden Fig. 28 angedeutet, in der nur die ersten drei Kanten gekennzeichnet sind. Besonders bemerkenswert ist der wellenförmige Verlauf der Intensität. Die Kanten der sechs Gruppen lassen sich zu sechs Serien zusammenfassen (aus jeder

*) Diese Angabe ist unsicher.

**) J. Loos, Diss., Bonn 1903.

***) P. Wolter, Diss., Bonn 1911. Zeitschr. f. wiss. Photogr. 9, 361—387 (1911).

Gruppe jedesmal die erste, zweite usw. Kante), in denen die zweiten Differenzen in erster Annäherung konstant und für die verschiedenen Kantenserien einander gleich sind. Die Auflösung der Bandengruppen in Linienserien stößt auf Schwierigkeiten. In einer von Wolter gemessenen Bande liegen 360 gemessene Linien in einem Raume von 100 A, und dabei ist nur ein Teil der Linien völlig aufgelöst. Von einigen Kanten aus lassen sich Stücke von Serien verfolgen, deren zweite Differenzen jedoch so klein sind, daß man keinen sicheren Schluß ziehen kann. Neben den Banden, die den beschriebenen Aufbau zeigen, finden sich noch weitere, die dem diffusen Typus angehören.

Über den Bau der vierten positiven Gruppe ist nichts Genaueres bekannt. 42 von Deslandres und Wolter gemessene Kanten

Fig. 27.

Bande aus dem Spektrum des CO in einer Quarzröhre mit Gleichstrombetrieb. (Nach einer Aufnahme von Wolter.)

der nach Violett abschattierten Banden lassen sich in wenigstens fünf Serien nach dem Typus der Deslandresschen Formeln zerlegen. Lyman*) hat diese Banden weiter in die Region der Schumannstrahlen verfolgt und 100 weitere Banden gefunden, die sich bis λ 1335 erstrecken. 32 Kanten bilden die Fortsetzung der von Deslandres gefundenen Kantenserien, weitere 28 Kanten lassen sich in sechs neue Serien mit fast zehnmal so großen zweiten Differenzen einordnen, 40 Kanten bleiben uneingeordnet. Die Banden sind alle nicht aufgelöst.

An dieser Stelle sind ferner die Banden zu nennen, die Fowler in stark verdünntem CO gefunden hat und die dann auch in Kometen gemessen worden sind**). Die Banden bilden

*) Th. Lyman, Proc. Amer. Acad. **45**, 315—322 (1910).

) A. de la Baume Pluvinel and E. Baldet, Astrophys. Journ. **34, 89—104 (1911); A. Fowler, ebenda **35**, 85—90 (1912). — Es handelt sich um den Komet Morehouse (1908c).

Gruppen von je zwei Kanten, deren schwächere wieder doppelt ist. Sie lassen sich durch Formeln:

$$\nu = 65\,008 - 13{,}5\ (m + 0{,}444)^2\ (m = 51 \text{ bis } 56),$$

$$\nu = 73\,792 - 11{,}25\,(m + 0{,}6)^2\ \ (m = 61 \text{ bis } 67),$$

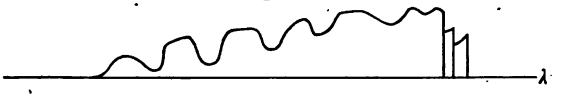
$$\nu = 62\,822 - 13{,}5\ (m + 0{,}444)^2\ (m = 51 \text{ bis } 57)$$

und $\nu = 60\,633 - 13{,}5\ (m + 0{,}444)^2$

in eine Anzahl Serien zusammenfassen.

Ein weiteres Bandenspektrum zeigt sich im Bereiche der Kathodenstrahlen. Es besteht aus Banden, die nach Rot abschattiert sind; 16 derselben lassen sich in vier Serien ordnen *), die ungefähr die gleichen Differenzen besitzen. Außerdem finden sich noch zwei Banden, die nach Deslandres Angabe nach beiden Seiten abschattiert sind und im Aussehen den Linien H und K

Fig. 28.



Schematischer Intensitätsverlauf in einer Bande des Kohlenoxyds.

der Sonne ähnlich sind, wie man sie im Spektrum des Sonnenrandes sieht. Alle Kanten lassen sich durch die Formel

$$\nu = 4\,131\,865 - 0{,}009\,1\,349\,(4m + 3)^2$$

darstellen. Jede Bande soll nur aus einer einzigen Serie einfacher Linien bestehen, ein Umstand, auf den Deslandres Gewicht legt.

Außer dem zuletzt genannten sind noch weitere negative Bandenspektra des Kohlenstoffs bzw. Kohlenoxyds gefunden, die ich hier übergehe, weil über ihren Bau nichts Genaueres bekannt ist.

4. Bandenspektra von Kohlenwasserstoffen.

§ 115. Von den zahlreichen unter diese Kategorie fallenden Bandenspektren seien hier nur einige genannt. Zunächst seien die Banden angeführt, die man in der Bunsenflamme und einigen anderen Lichtquellen neben dem Swanspektrum findet. Das Spektrum besitzt eine starke, nach Violett abschattierte Bande mit deutlicher Kante. Vor dieser starken Bande findet sich noch

*) H. Deslandres, C. R. 137, 457—461 (1903).

eine schwächere, gleichfalls nach Violett abschattierte, an der man drei Kanten unterscheiden kann. Die erste derselben ist schwächer als die beiden folgenden. Da außerdem vor der Kante der Hauptbande Linien fehlen, so macht diese schwächere Bande den Eindruck, als ob sie nach beiden Seiten abschattiert sei. Geht man von der Hauptkante weiter nach Violett, so schließt sich unmittelbar an die nach Violett abschattierte Bande eine nach Rot abschattierte Bande an, die zwei Kanten besitzt. Weiter im Violett folgt eine zweite nach Rot abschattierte Bandengruppe mit zwei Kanten. In der nach Violett abschattierten Vorbande kann man drei an verschiedenen Stellen beginnende Serien unterscheiden, die angenähert der Deslandresschen Regel folgen *), zuerst an Intensität zunehmen, dann verschwinden, um ein beträchtliches Stück jenseits der Kante der Hauptbande wieder stark zu werden und dann das Bild der ganzen Bande beherrschen. Die Kante der Hauptbande wird durch zwei in einem gewissen Abstande voneinander beginnende Serien gebildet, die an einer Stelle einsetzen, an der die Serien der Vorbande eine Lücke haben. Diese beiden Serien verschwinden aber sehr rasch wieder. Der Abstand der Paare der Linien der beiden stärksten Serien der Vorbande wächst bis zur Hauptkante von 2,2 A auf 5,4 A, in der Hauptbande bis auf 6,5 A. Dann nimmt er wieder bis auf 5,3 ab und die Linien werden eine Strecke unsichtbar. Nunmehr setzen die Linien der nächsten, nach Rot abschattierten Bande ein. Auch diese bilden Paare, die aber zunächst einen Abstand von 10 A besitzen. Es scheint danach nicht, als ob die nach Rot abschattierten Banden die Fortsetzung der nach Violett abschattierten sind, also gleichsam deren Schwanz bilden, da eine wiederholte Zunahme der Abstände innerhalb einer Serie sonst nicht beobachtet ist.

An dieser Stelle würden weiter die Bandenspektra zahlreicher organischer Dämpfe zu nennen sein, die man in Absorption oder Fluoreszenz erhält **). Es seien nur einige Beispiele angeführt. Eine Auflösung der verschiedenen Absorptions- und Fluoreszenzbanden in einzelne Linien bzw. Linienserien ist bisher nicht erfolgt.

*) Vgl. H. Kayser, Handbuch, Bd. V, S. 232; ferner: M. La Rosa, Ann. d. Phys. (4) **40**, 542—551 (1913) (Bogen); J. R. Strutt, Proc. Roy. Soc. (A) **86**, 116 (1912) (nachleuchtender N).

**) Man vgl. H. Ley, Die Beziehungen zwischen Farbe und Konstruktion. Leipzig 1911. Man vgl. auch § 124 weiter unten.

Die gefundenen Regeln beziehen sich auf die Schwingungszahlen von Kanten.

Bei Benzol*) sind die Absorptionsbanden nach Rot abschattiert. Von 64 Banden lassen sich 57 in Serien ordnen, die nach der in § 103 erläuterten Weise ein Schema bilden, in dem die horizontalen und vertikalen Reihen die gleiche Differenz besitzen.

Ähnliche Regeln gelten für Toluol**), Äthylbenzol, Paraxylol***), Metaxylol, Orthoxylol†), Chlorbenzol, Brombenzol, Jodbenzol und Anilin††), deren Banden sämtlich nach Rot abschattiert und aus Linien zusammengefaßt sind. In allen Fällen verschwinden auch die zweiten Differenzen praktisch, so daß die Schwingungszahlen der Kanten einfache arithmetische Reihen bilden. Eine gewisse Ausnahme macht das Spektrum des Toluols. Seine Absorptionsbanden sind nach Rot abschattiert und bilden elf Gruppen, in denen die Zahl der Kanten nach Violett hin schnell abnimmt; auch rücken die durch Intensitätsabfall nach Rot gekennzeichneten Gruppen mit zunehmenden Schwingungszahlen immer näher zusammen. Zehn Serien lassen sich innerhalb der Messungsfehler genau durch eine Deslandressche Gleichung:

$$\nu = 3786{,}86 + m \cdot 57{,}047 - m^2 \cdot 1{,}79 - p \cdot 6{,}3933 \quad \begin{cases} m = 1, 2, 3 \ldots 10 \\ p = 0, 1, 2 \ldots \end{cases}$$

darstellen. Es bleibt keine Bande außerhalb des Schemas. Nur eine Serie fällt heraus. Sie enthält die stärksten Banden und ist durch die Formel

$$\nu = 3749{,}3 - 6{,}393\, p \quad (p = 0, 1, 2 \ldots)$$

---

*) L. Grebe, Diss., Bonn 1905; W. N. Hartley, Phil. Trans. (A) **208**, 475—528 (1909); L. Grebe, Zeitschr. f. wiss. Photogr. **9**, 130—140 (1910).

) Hierzu auch F. Cremer, Diss., Bonn 1912. Zeitschr. f. wiss. Photogr. **10, 349—367 (1912).

***) Hierzu auch W. Mies, Diss., Bonn 1909. Ebenda **7**, 357—368 (1909). Mies findet hier vier Serien im Absorptionsspektrum des Paraxyloldampfes, die sich wie diejenigen des Benzols ordnen lassen.

†) Siehe auch W. Mies, Zeitschr. f. wiss. Photogr. **8**, 287—291 (1910).

††) Siehe auch H. Koch, Diss., Bonn 1911, Zeitschr. f. wiss. Photogr. **9**, 400—414 (1911), sowie weiter unten § 124.

dargestellt. In der folgenden Fig. 29 ist der Verlauf der Banden und ihrer Intensität schematisch dargestellt. Man bemerkt in diesem Schema zugleich, daß einzelne Banden durch ihre größere Intensität aus der Reihe der übrigen herausfallen. Näheres über diese Erscheinung ist nicht bekannt.

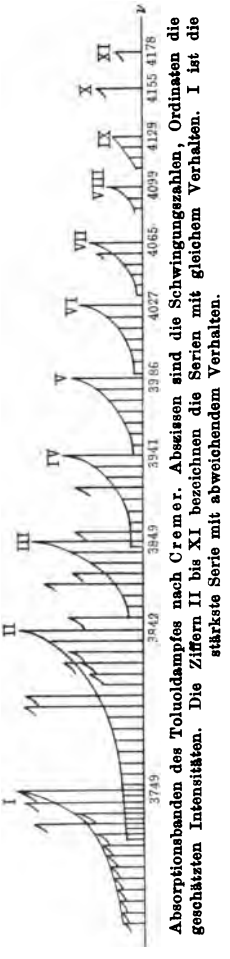


Fig. 29. Absorptionsbanden des Toluoldampfes nach Cremer. Abscissen sind die Schwingungszahlen, Ordinaten die geschätzten Intensitäten. Die Ziffern II bis XI bezeichnen die Serien mit gleichem Verhalten. I ist die stärkste Serie mit abweichendem Verhalten.

Die Fluoreszenzspektra entsprechen im allgemeinen den beschriebenen Absorptionsspektren. Für ihren Bau gilt das gleiche*).

§ 116. Ich habe die Bandenspektra des Kohlenstoffs und seiner Verbindungen besonders eingehend besprochen, weil ihr Bau verhältnismäßig gut bekannt ist, und will die anderen Elemente der Kolumne IV des natürlichen Systems kürzer behandeln.

Das Silicium und seine Verbindungen liefern eine größere Zahl von Bandenspektren, von denen jedoch nur zwei genauer bekannt sind, nämlich dasjenige von SiF_4**) und ein Flammenspektrum des Siliciums.

Das erstere besteht aus nach Rot abschattierten Banden, die ein deutliches Kantenspektrum bilden und in Gruppen zu zwei zusammentreten; die Kanten lassen sich in drei Serien von sechs bis sieben Gliedern zusammenfassen. Auch die Banden des zweiten Spektrums sind nach Rot abschattiert und lassen sich in Serien ordnen***).

*) Außer in dem genannten Buche von H. Ley sowie Bd. IV von Kaysers Handbuch findet man weiteres z. B. bei E. Dickson, Diss., Bonn 1911. Zeitschr. f. wiss. Photogr. **10**, 166—180 (1911).

) C. Porlezza, Rendic. Acc. dei Lincei (5) **20, 486—490 (1911); A. Dufour, Phys. Zeitschr. **10**, 124—138 (1909).

***) A. de Gramont u. Ch. de Watteville, C. R. **147**, 239—242 (1908).

Das Titan*) besitzt ein bis ins äußerste Rot reichendes Bandenspektrum (es wird auch dem Oxyd zugeschrieben), dessen Banden nach Rot abschattiert sind und zu Gruppen zusammentreten, in denen die Intensität von der ersten Kante an zunächst wächst, dann abnimmt. Das Spektrum ist ein Pseudokantenspektrum und außerordentlich linienreich. In der Nähe der Kanten entspringen immer mehrere Serien, deren zweite Differenzen jedoch nicht konstant sind, sondern regelmäßig anwachsen. Von einer Kante gehen wenigstens sechs Serien aus.

Das Zirkon**) besitzt zwei Arten von Banden, die im Violett gelegenen sind nach Violett abschattiert, die im weniger brechbaren Teil des Spektrums gelegenen nach Rot. Die Banden sind zu Gruppen geordnet, in denen die Intensität der Kanten mit steigender Wellenlänge abnimmt. Das Aussehen der Banden im Gelb und Rot gleicht demjenigen der Titanbanden. Über den Bau des Spektrums ist nichts Genaueres bekannt.

Auch das Cer besitzt nach Rot abschattierte Banden. Näheres ist nicht bekannt.

Endlich setzt sich das Bandenspektrum des Thors aus einer Anzahl von Bandengruppen zusammen, die über das ganze Spektrum vom äußersten Rot bis zum Violett verteilt sind. Alle Banden sind nach Rot abschattiert. Sie treten zu Gruppen zusammen, in denen die nach Rot gelegenen Banden stärker sind als die nach Violett gelegenen. Die einzelnen Gruppen sind sehr verschieden, so daß das Spektrum anscheinend anders gebaut ist als die Spektra von Ti und Zr. Doch ist näheres nicht festgestellt.

In der Untergruppe der Kolumne IV besitzen Zinn und Blei sehr ausgebildete Bandenspektra.

Das Bandenspektrum des Zinns besteht aus einer sehr großen, über den brechbareren Teil des Spektrums verteilten Anzahl von Banden, die alle nach Violett abschattiert sind und zu Gruppen

*) Literatur in Kaysers Handbuch, Bd. VI, S. 655 ff. Siehe besonders P. Fiebig, Diss., Bonn 1909. Das Spektrum ist wegen seines Vorkommens in kosmischen Lichtquellen vielfach untersucht worden.

**) Literatur bei Kayser, Handbuch, Bd. VI, S. 884. Man vgl. besonders: A. Bachem, Diss., Bonn 1910; Zeitschr. f. wiss. Photogr. 8, 316—332 (1910); J. M. Eder und E. Valenta, Atlas typischer Spektren, Wien 1911.

zusammentreten, in denen die Intensität der Banden von der Hauptlinie nach Violett abnimmt. Trotz der Deutlichkeit der Banden bei geringer Dispersion ist das Spektrum ein Pseudokantenspektrum. Die Kanten lassen sich in acht Serien einteilen und durch eine Formel mit zwei Parametern darstellen; innerhalb jeder Kantenserie verläuft die Intensität unregelmäßig wellenartig. Von der Seipen*) hat in einer Bande drei Serien bis zum 76. Gliede verfolgt. Sie entspringen an verschiedenen Stellen und lassen sich angenähert durch eine der Deslandresschen Formeln darstellen. Der Gang der zweiten Differenzen fällt in den Bereich der Messungsfehler.

Auch die Banden des Bleis (vgl. Abb. 7 der Tafel) sind nach Rot abschattiert. Sie reichen vom Ultraviolett bis ins äußerste Rot, treten nicht zu deutlichen Gruppen zusammen. Auch dieses Spektrum ist vermutlich ein Pseudokantenspektrum. Die Kanten lassen sich, wie Lamprecht**) gezeigt hat, in der in § 109 besprochenen Weise in ein System von Serien einordnen, somit durch eine Formel nach Deslandres mit zwei Parametern darstellen (vgl. Fig. 21). In einer genauer untersuchten Bande gehen von verschiedenen Plätzen in der Nähe der Kante sechs Serien aus, die sich 30 bis 80 Glieder weit verfolgen lassen. Je länger die Serien sind, um so schlechter paßt die einfache Formel von Deslandres. Der Intensitätsverlauf in den einzelnen Serien ist ganz verschieden. Zwei unter ihnen reichen weit und beherrschen den Verlauf der Bande in gewissem Abstande vom Kopfe. Die einzelnen Serien sind nahezu, allein nicht völlig parallel. An einer anderen Bande ließen sich zwei Serien rund bis zum 100. Gliede verfolgen. Bei den Gliedern der Ordnungszahlen 71 bis 80 überholt die eine Serie die andere. Hier fallen jedesmal zwei Linien der beiden Serien zusammen. Hieraus folgt, daß die beiden Serien nicht identisch sind.

---

*) W. von der Seipen, Diss., Bonn 1907. Zeitschr. f. wiss. Photogr. **5**, 69—85 (1907). Weitere Literatur in Kaysers Handbuch, Bd. VI, S. 509; ferner H. Hertenstein, Zeitschr. f. wiss. Photogr. **11**, 69, 119 (1912).

) H. Lamprecht, Diss., Bonn 1911. Zeitschr. f. wiss. Photogr. **10, 16—29, 33—52 (1911). Weitere Literatur in Kaysers Handbuch, Bd. VI, S. 256; ferner H. Hertenstein, Zeitschr. f. wiss. Photogr. **11**, 69, 119 (1912).

Der Bau der Verbindungsspektra des Bleies ist nicht genauer bekannt*).

§ 117. In der Kolumne V des natürlichen Systems ist wiederum das an der Spitze stehende Element durch besonders reiche Bandenspektra ausgezeichnet.

Der Stickstoff besitzt eine Reihe von Bandenspektren, die hier in der üblichen Einteilung angeführt sein mögen.

1. Die erste positive Gruppe.

Die Banden sind nach Violett abschattiert, treten zu Gruppen zusammen, in denen die erste, nach Rot gelegene Kante jedesmal am stärksten ist. Fig. 30 gibt ein Bild dieser Bande.

Das Spektrum ist ein Pseudokantenspektrum. Es zerfällt in drei Gruppen. Jedesmal die ersten, zweiten und dritten Kanten treten zu Serien zusammen, die die bekannten Eigenschaften besitzen, so daß man die Bandenkanten in Tabellen mit doppeltem Eingang eintragen kann, derart, daß die Differenzen in den Vertikalreihen oder Querreihen konstant sind**). Weitere Banden, die sich in das Schema einordnen lassen, hat Croze***) gefunden. Serien von Einzellinien sind bisher nicht gefunden worden.

Fig. 30. Stück der ersten positiven Gruppe des Stickstoffs. Aufnahme mit kleinem Gitter und Wechselstrom; lange Wellen links.

*) Vgl. auch A. Harnack, Diss., Leipzig 1911. Zeitschr. f. wiss. Photogr. **10**, 281, 313 (1911).

) Aus der in Kaysers Handbuch, Bd. V, S. 800, genannten Literatur siehe besonders R. von der Helm, Diss., Bonn 1910. Zeitschr. f. wiss. Photogr. **8, 405—432 (1910).

***) F. Croze, C. R. **150**, 860—862 (1910). Siehe ferner A. Fowler und R. J. Strutt, Proc. Roy. Soc. (A) **85**, 377—388 (1911).

2. Zweite positive Gruppe.

Die zweite positive Gruppe (vgl. Fig. 31) ist ein ausgesprochenes Kantenspektrum, in dem die Einzelbanden nach Violett abschattiert sind. Sie treten zu Gruppen zusammen, deren Kanten sich nach der Regel von Deslandres ordnen lassen, und zwar in fünf Serien. Von jeder Kante gehen mehrere Serien aus, die einen verschiedenen Intensitätsverlauf besitzen. So findet z. B. Deslandres*) an einer Kante sechs Serien, von denen zwei wieder aus Doppellinien bestehen, die aber nicht überall getrennt sind, und von denen die nach längeren Wellen gelegene abwechselnd schwächer oder stärker ist, als die andere. Die in der Nähe der Kante intensivsten Linien gehören Serien an, die schnell abklingen; umgekehrt werden die später am meisten hervortretenden Linien durch Serien gebildet, deren erste Glieder schwach sind oder fehlen. Der Verlauf der Serien folgt angenähert, jedoch nicht genau den Formeln von Deslandres. Bei passender Art der Untersuchung findet man eine noch viel größere Zahl von Serien, als in der Literatur angegeben wird**). Man vgl. auch weiter unten § 149.

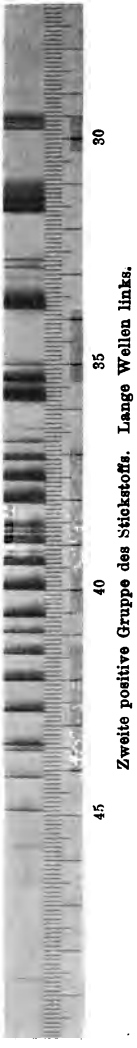


Fig. 31.

3. Dritte positive Gruppe
(auch als Banden von NO bezeichnet***).

Die Banden sind nach Violett abschattiert, treten zu Gruppen zusammen und bilden ein ausgesprochenes Kantenspektrum: Wie Des-

*) H. Deslandres, C. R. 138, 317—324 (1904). Weitere Literatur bei Kayser, Handbuch, Bd. V, S. 831.

**) H. Deslandres gibt die Formel:

$$\nu = 22785{,}1 - \frac{30{,}319}{8}(2n)^2 + \frac{29{,}363}{8}(2p+1)^2.$$

***) Außer der Literatur in Kaysers Handbuch, Bd. V, S. 832 hierzu: A. Fowler und R. J. Strutt, Proc. Roy. Soc. (A) 85, 377—388 (1911), und H. Konen, Festschr. d. Med. Naturw. Ges. in Münster 1912, S. 28—42.

landres und Kannapell*) nachgewiesen haben, gehen von vier Stellen in der Reihe der Kante (soweit von einer solchen die Rede sein kann) vier Doppelserien aus, die sich verschieden weit erstrecken, von 17 bis zu 50 Gliedern. Die Abweichungen dieser Serien von den Formeln von Deslandres gehen dabei bei zwei Serien im entgegengesetzten Sinne, wie bei zwei anderen, d. h. bei zwei Serien wachsen die Differenzen schneller als eine arithmetische Progression, bei zwei anderen langsamer.

4. Banden des negativen Poles.

Auch dieses Spektrum ist ein ausgesprochenes Kantenspektrum, dessen Banden nach Violett abschattiert sind. Die Kanten lassen sich in sechs Serien ordnen. Während Deslandres ursprünglich angenommen hatte, daß die Banden nur aus einer einzigen Linienserie beständen, findet er später**), daß die Linien alle doppelt sind. Die eine Komponente läßt sich durch die bekannte Formel darstellen, die andere weicht dagegen unregelmäßig von der Regel ab. Auch finden sich Andeutungen weiterer Serien.

5. Banden des nachleuchtenden Stickstoffs.

Fowler und Strutt***) haben eine Reihe weiterer Banden des Stickstoffs gefunden. Dieselben sind im Gegensatz zu den bisher genannten Banden nach Rot abschattiert und treten in Gruppen von je zwei Banden zusammen. Es entstehen so drei Serien, die parallel zueinander verlaufen und durch Formeln $\nu = 13{,}89\, m^2 - C$ dargestellt werden können, in denen C die Werte 17725, 16718, 15723 erhält und m sich zwischen 60 und 70 bewegt.

Von Verbindungsspektren des Stickstoffs sind das Spektrum des Ammoniaks und das Absorptionsspektrum der Untersalpetersäure zu nennen. Über den Bau siehe § 105. Das letztere ist ein Pseudokantenspektrum, dessen Bau gleichfalls noch nicht aufgeklärt ist.

---

*) H. Deslandres und A. Kannapell, C. R. **139**, 584 (1904).
) H. Deslandres, C. R. **139, 1174 (1904).
***) A. Fowler und R. J. Strutt, Proc. Roy. Soc. (A) **85**, 377—388 (1911).

§ 118. Bei den übrigen Elementen der Kolumne V will ich mich wiederum kürzer fassen. Der Phosphor besitzt eine Anzahl von Bandenspektren, von denen hier nur diejenigen angeführt werden, deren Bau genauer untersucht ist. Einige der Spektra, z. B. das Bandenspektrum des Bogens, sind sehr kompliziert gebaut und setzen sich aus Banden zusammen, die teils nach Rot, teils nach Violett abschattiert sind. Die Linien liegen sehr dicht, 10 und mehr auf 1 A. In einer dieser Banden (λ 3246) hat Geuter*) acht Serien gefunden. In denselben nehmen die ersten Differenzen zuerst zu, dann bedeutend ab, und zwar bei verschiedenen Serien in verschiedener Weise, so daß Geuter vermutet, daß die Serien nach „Schwänzen" konvergieren. Zwei der Serien laufen parallel, ebenso die sechs übrigen unter sich. Mit diesen acht Serien wird jedoch erst ein Teil der Linien aufgenommen.

Weiter sei ein Bandenspektrum des Phosphordampfes genannt, das in Geißlerröhren auftritt. Es besteht aus Banden, die nach Rot abschattiert sind und zu Gruppen zusammentreten. Das Spektrum scheint ein Pseudokantenspektrum zu sein. Seine Kanten lassen sich in neun identische Serien mit 10 bis 13 Gliedern ordnen, die sich nach dem wiederholt genannten Schema in Längs- und Querreihen teilen lassen, in denen die ersten Differenzen jedesmal konstant sind. Der Intensitätsverlauf ist in den verschiedenen Serien verschieden. Die einzelnen Banden sind aufgelöst und lassen sich in mehrere Serien zerlegen.

Die Banden des Vanadiums sind nach Rot abschattiert, desgleichen diejenigen des Niobs und des Tantals.

In der Untergruppe der Kolumne V sind die Banden des Arsens nach Violett abschattiert**), diejenigen des Antimons dagegen nach Rot. Diese bilden ein Pseudokantenspektrum, das sich von Violett bis Rot erstreckt. Die Kanten lassen sich in Serien ordnen. Dasselbe gilt vom Bandenspektrum des Wismuts***). Alle diese Bandenspektra sind bisher nicht auf ihren feineren Bau untersucht.

---

*) P. Geuter, Diss., Bonn 1906; Zeitschr. f. wiss. Photogr. 5, 1—60 (1907).

**) Möglicherweise handelt es sich hier um ein Verbindungsspektrum.

***) Vgl. J. M. Eder u. E. Valenta, Atlas typischer Spektren, Wien 1911.

§ 119. In der Kolumne VI des Systems der Elemente ist wiederum das an der Spitze stehende Element, der Sauerstoff, durch die Zahl seiner Bandenspektra und die Mannigfaltigkeit der über ihren Bau angestellten Untersuchungen ausgezeichnet. Es seien wiederum nur diejenigen Spektra genannt, deren Bau eingehender untersucht ist.

Wenn hier im allgemeinen auch nur von Emissionsspektren die Rede ist, so kann das Absorptionsspektrum des Sauerstoffs doch nicht übergangen werden, weil es besonders häufig zu Studien über den Bau der Bandenspektra benutzt worden ist. Es handelt sich um die Banden, die der atmosphärische Sauerstoff im Sonnenspektrum hervorbringt. Im ganzen sind fünf einzelne Banden bekannt, die ihre Kante nach dem violetten Ende des Spektrums hinkehren, also nach Rot abschattiert sind. Durch ein Minimum, das sich in einiger Entfernung von der Kante zeigt, wird jede Bande in zwei Teile geteilt. Jeder der beiden Teile wird durch zwei oder mehr Linienserien gebildet, wobei die Serien, die von der Hauptkante ausgehen, durch die ganze Bande laufen; man muß also sagen, daß jede Bande zwei Kanten besitzt. Higgs, Lester, Kayser*), Halm**), Carlheim-Gyllensköld***) u. a. haben den Bau dieser Banden untersucht. Kayser und Lester finden in jedem Teile eines jeden Bandes zwei Serien von 14 bis 19 Gliedern. Lester hat gezeigt, daß diese Serien nicht durch eine Formel des Deslandresschen Typus, also $\nu = a + bm^2$, darstellbar sind; es variiert vielmehr b mit n ungefähr nach der Gleichung $b = kn^{-1} + c$, so daß die Serienformel lauten würde:

$$\nu = a + kn + cn^2.$$

Für verschiedene Serien sind auch die Konstanten dieser Formeln verschieden. Auch lassen sich die Kanten der Banden bzw. Enden der Serien weder in Serien ordnen, deren zweite Differenzen konstant sind, noch in Serien, die einander kongruent sind. Kayser stellt im ganzen 20 Einzelserien auf. Carlheim-Gyllensköld findet 26 Einzelserien, die sich im ganzen, ähnlich

*) Vgl. Kaysers Handbuch, Bd. III, S. 359; daselbst weitere Literatur.

) G. Halm, Edinb. Trans. **41, 3, 551—598 (1905).

***) V. Carlheim-Gyllensköld, Kgl. Svenska Vetensk. Akad. Handl. **42**, Nr. 8 (1907).

wie bei Lester, durch eine Formel $\nu = A + Bm + Cm^2$ darstellen lassen, wobei zwischen den Koeffizienten A, B, C der verschiedenen Serien Beziehungen bestehen, die ich hier übergehe. Halm zeigt am Sauerstoffspektrum, wie es bei nicht völlig ausreichender Auflösung möglich ist, daß sich eine scheinbar kohärente Serie in Wahrheit aus mehreren aneinandergereihten Stücken verschiedener Serien zusammensetzt.

Der Sauerstoff besitzt noch eine Reihe weiterer Bandenspektra, teils in Emission (z. B. negatives Bandenspektrum), teils in Absorption (Ozon). Da der Bau dieser Banden nicht genügend aufgeklärt ist, so gehe ich hier nicht näher darauf ein. Erwähnt sei nur, daß das negative Bandenspektrum des Sauerstoffs sich aus Gruppen von Einzelbanden zusammensetzt, die alle einzeln nach Violett abschattiert sind. Innerhalb jeder Gruppe rücken die Kanten nach abnehmenden Wellenlängen hin näher zusammen. Die Intensität der Banden wächst von der ersten Kante an zu einem Maximum und fällt dann wieder ab, so daß der Intensitätsverlauf ähnlich ist wie in Fig. 26. Die fünf oder sechs Bandengruppen, die bekannt sind, sind einander nicht ähnlich. Auch besteht keine Ähnlichkeit mit den Absorptionsbanden des Sauerstoffs *).

Der feinere Bau der Banden des Chroms ist nicht aufgeklärt. Das Spektrum gehört zum Kantentypus, vielleicht auch Pseudokantentypus. Die Banden sind nach Rot abschattiert und treten zu Gruppen zusammen, in denen die erste (Gruppen-) Kante die stärkste ist. Stüting **) findet, daß einige Bandengruppen gleich gebaut sind. Von jeder Kante gehen mehrere Serien aus. Außer den genannten findet man noch Banden, die dem diffusen Typus angehören.

Die Elemente Molybdän, Wolfram und Uran besitzen Bandenspektra, über deren Bau nichts bekannt ist. Sie scheinen dem Pseudokantentypus anzugehören.

In der Untergruppe der Kolumne VI sind die Elemente Schwefel, Selen und Tellur durch sehr ausgebildete Pseudokantenspektra ausgezeichnet, die sich in ihrem Bau durchaus von

*) Literatur in Kaysers Handbuch, Bd. VI, S. 218.

**) L. Stüting, Diss., Bonn 1909; Zeitschr. f. wiss. Photogr. 7, 73—87 (1909); J. M. Eder u. E. Valenta, Atlas typischer Spektren, Wien 1911.

dem Spektrum des Sauerstoffs unterscheiden. Die Bandenspektra können in Absorption oder Emission (Flammen, Vakuumröhren, Fluoreszenz) erhalten werden. Sie sind außerordentlich linienreich. Eine völlige Auflösung ist bisher nicht gelungen. Die Banden des Schwefels sind nach Rot abschattiert. Sie erstrecken sich über den Bereich λ 6300 bis 2890. Wie Real*) gezeigt hat, kann man eine kleine Zahl der übrigens sehr zahlreichen Kanten in fünf Serien zusammenfassen, die aus höchstens sechs Gliedern bestehen. In Fluoreszenz treten Serien von Einzellinien auf, die denjenigen der Alkalien analog sind, also aus Linien verschiedener Banden bestehen.

Von dem Bandenspektrum des Selens gilt Ähnliches. Die Banden des Pseudokantenspektrums sind nach Rot abschattiert und erstrecken sich über den Bereich λ 5900 bis 3700. Durch den Intensitätsverlauf, der wellenförmig ist, werden gewisse Gruppen von Banden im Spektrum gebildet. Im Violett lassen sich die Kanten in sieben Serien einteilen, die entsprechend der Formel von Deslandres sich in ein flächenhaftes System mit konstanten Differenzen in Horizontal- und Vertikalreihen einordnen lassen. In dem Bereiche λ 4255 bis 4726 lassen sich sechs weitere ähnliche Serien unterscheiden, und endlich im Bereiche λ 5330 bis 5881 noch zwei Serien**). Möglicherweise ist diese Anordnung nicht die zweckmäßigste. Bei der Anregung durch monochromatisches Licht entstehen Linienserien nach Art der bei den Alkalien beobachteten.

Auch die Banden des Tellurs sind nach Rot abschattiert und bilden ein Pseudokantenspektrum. Näheres über ihren Bau ist nicht bekannt.

In der Kolumne VI der Elemente findet man zahlreiche Verbindungen, die als Gase oder Dämpfe Bandenspektra liefern. Sie seien hier nur kurz erwähnt. Die Verbindungsspektra des Sauerstoffs sind bereits bei den anderen Elementen erwähnt, mit denen der Sauerstoff Verbindungen eingeht. Die Dämpfe der Chlorchromsäure (CrO_2Cl_2) liefern ein Absorptionsbanden-

*) E. Real, Das Bandenspektrum des Schwefels, Diss., Bonn 1906. Weitere Literatur bei Kayser, Handbuch, Bd. VI, S. 401.

**) J. Messerschmidt, Diss., Bonn 1907. Zeitschr. f. wiss. Photogr. 5, 249—278 (1907). Weitere Literatur bei Kayser, Handbuch, Bd. VI, S. 456ff.

spektrum, dessen Banden nach Violett abschattiert sind. Die Kanten lassen sich zum Teil in fünf Serien ordnen, innerhalb deren die Differenzen der Schwingungszahlen nahezu konstant sind*).

Unter den Verbindungen des Schwefels besitzt das Schwefeldioxyd ein genauer bekanntes Absorptionsspektrum. Dasselbe besteht aus zahlreichen Bandengruppen, die nach Rot abschattiert sind und sich in zahlreiche Unterbanden auflösen lassen. Von 586 Kanten lassen sich 541 in 44 Serien ordnen, die im Mittel 20 Kanten umfassen und in denen die ersten Differenzen der Schwingungszahlen sehr genau konstant sind ($\Delta\nu = 223$), so daß alle Serien durch Formeln $\nu = a + bm$ darstellbar sind. Die Intensitäten sind dabei in jeder Serie nahezu gleich, während die Bandengruppen einen wellenförmigen Intensitätsverlauf zeigen**). In Emission liefert SO_2 ein Bandenspektrum, dessen Kanten nach Violett gerichtet sind, und das dem Kantentypus angehört. Die Mehrzahl der Kanten läßt sich in drei Serien ordnen, die angenähert dem Deslandresschen Gesetz folgen. Es ist fraglich, ob eine Beziehung zu den Absorptionsbanden besteht. Endlich liefern die Chlor- und Bromverbindungen des Selens und Tellurs Absorptionsspektra mit nach Rot abschattierten Banden bzw. Bandengruppen.

§ 120. In der Kolumne VII des Systems besitzen die Elemente Chlor, Brom, Jod Pseudokantenspektra, deren Banden nach Rot abschattiert sind, und deren Schwerpunkt mit zunehmendem Atomgewicht nach längeren Wellen rückt. Alle diese Bandenspektra sind bisher erst teilweise in Linien aufgelöst worden. Über ihren Aufbau aus Einzellinien ist nichts Genaueres bekannt. Nach den Untersuchungen von Wood über die Fluoreszenz (Resonanzstrahlung des Joddampfes) scheint es, als ob Gruppen von Linien zusammengehören, die ungefähr, allein nicht genau gleiche Differenzen der Wellenlängen besitzen und sich über mehrere der Pseudobanden verteilen***). Die Kanten lassen sich in Serien ordnen, die angenähert der Deslandresschen Regel folgen.

---

*) B. Kaebitz, Diss., Bonn 1904.
) Fr. Lowater, Astrophys. Journ. **31, 311—338 (1910).
***) R. W. Wood, Phil. Mag. (6) **24**, 673—693 (1912).

Das Mangan*) besitzt ein intensives Bandenspektrum, das dem Pseudokantentypus angehört. Die Banden sind nach Rot abschattiert und treten zu Gruppen zusammen. Innerhalb der Gruppen nimmt die Intensität von der ersten Gruppenkante ab zu und dann wieder ab. Dasselbe gilt von vielen Einzelbanden, bei denen das Intensitätsmaximum nicht mit der Kante zusammenfällt, sondern ein Stück davon entfernt liegt. Infolgedessen sehen sowohl die meisten Bandengruppen wie Einzelbanden unscharf begrenzt aus. Dies trifft jedoch nicht für alle Banden zu, vielmehr hauptsächlich für die Banden im Ultraviolett und die ersten Banden der stärksten Gruppen. Wie Casaretto zeigt, lassen sich die Kanten der oberhalb λ 4400 gelegenen Banden in neun Serien ordnen, die aus jeder Gruppe eine Kante aufnehmen und der Regel von Deslandres folgen. Die Feinstruktur der Banden ist nicht aufgeklärt.

Auch in dieser Gruppe von Elementen sind zahlreiche Bandenspektra von Verbindungen bekannt. Ein Teil derselben ist bereits bei anderen Elementen erwähnt (Cu, Mg, Ca, Sr, Ba usw.); hier seien nur noch wenige angeführt. Die Chlorsäuren liefern in Absorption Bandenspektra, von denen dasjenige von ClO_2 genauer untersucht ist**). Die Kanten der nach Rot abschattierten Banden lassen sich in vier Serien ordnen, deren zweite Differenzen jedoch nicht konstant sind. Auch die Dämpfe von JCl und NOCl liefern Absorptionsbandenspektra.

Endlich liefert das Mangansuperchlorid (Mn_2Cl_7) ein Absorptionsspektrum. Die Banden treten zu Gruppen zusammen und sind nach Rot abschattiert. Man kann eine größere Zahl unter ihnen in zwei Serien einordnen, die angenähert der Deslandresschen Regel folgen***).

§ 121. Auch aus der letzten Gruppe der Elemente sind mehrere Bandenspektra anzuführen. Eisen, Kobalt und Nickel liefern Oxydspektra. Dasjenige des Eisens†) ist ein Pseudo-

*) H. Casaretto, Diss., Bonn 1910; J. M. Eder u. E. Valenta, Atlas typischer Spektren, Wien 1911.

**) B. Kaebitz, Diss., Bonn 1904.

***) W. Friedrichs, Diss., Bonn 1905.

†) E. A. Kochen, Diss., Bonn 1907; E. Domek, Ber. Wien. Akad. 119, IIa, 437—452 (1911); J. M. Eder u. E. Valenta, Atlas typischer Spektren, Wien 1911.

kantenspektrum, dessen Banden nach Rot abschattiert sind. Die Emissionsbanden des Eisenchlorids (Fe_2Cl_6) haben den gleichen Typus. Sie sind nach Rot abschattiert und treten zu Gruppen zusammen. Dasselbe gilt für die Banden des Nickelchlorids ($NiCl_2$*) und Kobaltchlorids ($CoCl_2$*).

Palladium gibt nach Rot abschattierte Banden. Über die Bandenspektra der übrigen Elemente dieser Gruppe ist nichts Sicheres bekannt.

Es sei an dieser Stelle noch angeführt, was sich zurzeit über die Bandenspektra der seltenen Erden in der 7. und 8. Zeile des Systems aussagen läßt.

Gadolinium liefert nach Rot und nach Violett abschattierte Banden, desgleichen Erbium und Neo-Yttrium = Aldebaranium. Lutetium = Cassiopeium gibt nach Rot abschattierte Banden, die zu Gruppen zusammentreten**). Dysprosium gibt nach Rot und nach Violett abschattierte Banden. Für die übrigen Elemente ist nichts Sicheres bekannt***).

§ 122. Vergleicht man die in den letzten Paragraphen dargestellten Versuchsergebnisse, so ergibt sich, daß die bisher aufgestellten Regeln gegenüber der Mannigfaltigkeit der Bandenspektra nicht ausreichen. Man kann vielleicht vorläufig die folgenden Sätze aufstellen, deren Bedeutung freilich zum Teil gering ist†):

1. Die diffusen Banden bilden seltene Ausnahmen, die einseitig abschattierten die Regel.

2. Die Richtung, in der Einzelbanden abschattiert sind, wechselt. Doch haben die meisten Elemente nach Rot abschattierte Banden. Elemente derselben Gruppe besitzen in der Regel, allein nicht immer, Banden, die nach derselben Seite abschattiert sind.

---

*) E. A. Kochen, Diss., Bonn 1907; E. Domek, Ber. Wien. Akad. 119, IIa, 437—452 (1911); J. M. Eder u. E. Valenta, Atlas typischer Spektren, Wien 1911.

**) J. M. Eder u. E. Valenta, Atlas typischer Spektren, Wien 1911. Daselbst auch ein Spektrum von $CoCO_3$, das demjenigen von Eisenoxyd analog ist.

***) Während des Druckes gelangt noch in meine Hände: D. Graßhoff, Bandenspektren, Diss., Bonn 1912. Der Inhalt der Schrift berührt sich vielfach mit den Darlegungen dieses Abschnittes. Ich habe ihn nur zum Teil noch berücksichtigen können.

†) Hierzu auch H. Kayser, Handbuch, Bd. VI, S. 1034.

Manche Spektra, besonders Bandenspektra von Verbindungen besitzen Banden, die nach Rot abschattiert sind, neben solchen, die nach Violett abschattiert sind. Die Mehrzahl der nach Violett abschattierten Banden findet sich im violetten oder ultravioletten Teil des Spektrums, die Mehrzahl der nach Rot abschattierten in dem weniger brechbaren Bezirk*).

3. Anzeichen von einer regelmäßigen Kombination verschieden abschattierter Gruppen von Banden in verschiedenen Teilen des Spektrums sind nicht vorhanden.

4. Die Anordnung der Kanten folgt bei den meisten Spektren in erster Annäherung der Regel von Deslandres, d. h. die Differenzen der Schwingungszahlen der Kanten bilden arithmetische Reihen, deren Differenz in vielen Fällen sehr klein ist. Dabei treten zwei Arten von Anordnungen auf. Entweder die Kanten bilden keine durch den Intensitätsverlauf gekennzeichnete Gruppen, oder die Kanten treten zu Gruppen zusammen. In diesem Falle gibt es wieder zwei Möglichkeiten, entweder die Kanten einer Serie sind zugleich die Kanten einer Gruppe, oder die Kanten einer Serie verteilen sich über verschiedene Gruppen. Eine Regel für das Verhalten der Bandenspektra in dieser Hinsicht innerhalb des Systems der Elemente läßt sich nicht aufstellen.

Es sei noch bemerkt, daß der Ort der Kante in vielen Fällen nicht genau definiert ist. So lassen sich die Regeln über die Anordnung der Kanten nur bis zu einem gewissen Grade von Genauigkeit prüfen. Dies gilt insbesondere von den Pseudokantenspektren.

5. In den Gruppen von Banden, die zugleich Serien bilden, kann die Abschattierung sowohl in dem Sinne erfolgen, in dem die Banden näher zusammenrücken, wie im entgegengesetzten. Gruppen von Banden pflegen häufig ähnlich, allein nur selten kongruent zu sein.

6. Die Kantenspektra werden aus Banden gebildet, die ihrerseits sich aus Linienserien zusammensetzen. Es werden indes nicht alle Linien von Serien aufgenommen. Die Einzelbanden setzen sich ausnahmslos aus mehreren, oft sehr zahlreichen Einzelserien zusammen. Häufig sind diese Serien zu je

*) Ein vollständiges Verzeichnis der bisher gemessenen Bandenkanten findet man in Kaysers Handbuch, Bd. VI, S. 1036 ff.

zweien kombiniert. Die Serien können an verschiedenen Stellen entspringen. In der Regel gehen von Punkten in der Nähe einer Kante mehrere Serien aus.

7. Innerhalb der Einzelserien folgen die Abstände der Linien, gemessen in Schwingungszahlen, nur für geringe Strecken der Regel von Deslandres oder einer der anderen aufgestellten Formeln. Keine der bisher aufgestellten Formeln stellt die längeren, bisher untersuchten Serien genau dar. Vielmehr wachsen in vielen Serien die Abstände schneller oder auch langsamer, als die aufgestellten Regeln es verlangen. In manchen Fällen nehmen die Abstände aufeinander folgender Serienlinien von einer gewissen Stelle an wieder ab. Es ist bisher jedoch nicht der sichere Nachweis geführt worden, daß die Linien in diesem Falle Umkehrpunkte besitzen, und noch weniger läßt sich zeigen, daß das beschriebene Verhalten der Serien ein allgemeines ist. Weiter kann man die langen Serien nicht als Aneinanderreihungen von Stücken von Serien mit verschiedenen Gesetzen ansehen. Auch liegt kein Grund zu der Annahme vor, daß in dem Verlaufe von Serien plötzliche Änderungen eintreten. In der Regel nehmen Linienserien nur in der Nähe von Kanten ihren Anfang. In manchen Fällen trifft dies jedoch nicht zu. Man kann daher nicht sagen, daß jede Serie eines Bandenspektrums auch eine Kante bilde. Die Einzelserien sind häufig nahezu, fast niemals völlig kongruent.

8. In den Pseudokantenspektren tritt die Bedeutung der Serien ganz zurück. Zwar folgen die bei geringer Dispersion sichtbaren „Kanten“ der Regel 4, auch sind die Kanten in manchen Fällen durch den Beginn kurzer, schnell abklingender Serien ausgezeichnet, es überwiegen jedoch die Nichtserienlinien. Unter diesen scheint bei vielen Bandenspektren ein derartiger Zusammenhang zu bestehen, daß Gruppen in der Wellenlängenskala angenähert äquidistanter Linien ein System bilden. In anderen Fällen sind die Abstände in der Skala der Schwingungszahlen konstant. Die Pseudokantenspektra sind die linienreichsten.

9. Die Intensitätsverteilung innerhalb der Kanten und Serien bietet die größte Mannigfaltigkeit und wird bisher durch keine Regel richtig dargestellt. Neben Spektren, in denen die Kanten bzw. Einzelbanden nahezu gleich stark sind oder nach einer oder beiden Seiten im Spektrum allmählich abklingen, finden

sich solche, in denen die Intensität einen wellenförmigen Verlauf zeigt, oder in denen die Banden in Gruppen mit anscheinend gesetzmäßigem Intensitätsverlauf zerfallen oder endlich, man findet neben Banden von nahezu gleichmäßiger Intensität einzelne, die nach ihrer Intensität sich nicht in das Bild einordnen lassen. Auch für die Kantenserien gilt das gleiche. Neben Beispielen, in denen sich alle Banden einer Kantenserie gleich verhalten, finden sich andere mit wellenförmigem oder anscheinend unregelmäßigem Intensitätsverlauf. Innerhalb der Bandengruppen (gleichgültig, ob sie aus Serien bestehen oder nicht) kommen die verschiedensten Intensitätsverteilungen vor. In der Regel beginnt eine Gruppe mit einer Kante von beträchtlicher Intensität. Von dieser fällt entweder die Intensität im weiteren Verlaufe der Bande ab oder sie steigt zuerst zu einem Maximum, um dann abzufallen. Im weiteren Verlaufe kann ein neues Maximum oder Minimum erreicht werden. Dabei ist es anscheinend ohne Bedeutung, ob die Banden in der Richtung von der ersten Kante aus näher zusammenrücken oder sich voneinander entfernen. Zweiseitig auf unmerkliche Intensität abklingende Kantengruppen sind nur in wenigen Fällen beobachtet. Die kompliziertesten Bandengruppen findet man unter den Verbindungsspektren.

Sehr mannigfaltig ist gleichfalls der Intensitätsverlauf in den Einzelserien. Neben Serien, die von ihrer Kante an mehr oder minder rasch, doch gleichmäßig abnehmen, findet man solche, die mit unmerklicher Intensität beginnen, zu einem Maximum aufsteigen und dann abnehmen, oder solche, die mehrere Maxima oder Minima der Intensität besitzen. Ja, es kann vorkommen, daß Serien für einige wenige Glieder so schwach werden, daß diese Glieder zu fehlen scheinen, sich im übrigen Verlaufe jedoch normal zeigen.

Mehr läßt sich zurzeit nicht mit Sicherheit über den Bau der Bandenspektra aussagen. Ich werde im nächsten Abschnitt noch einmal bei der Besprechung der Veränderlichkeit der Bandenspektra auf diesen Gegenstand zurückkommen.

§ 123. Bisher ist nicht zwischen Bandenspektren von Elementen und Verbindungen unterschieden worden. Es bleibt jetzt noch das wenige anzuführen, was über die Spektra von Verbindungen bekannt ist. Zunächst liefern alle Verbindungen

ausnahmslos Bandenspektra. Es gibt jedoch kein Kriterium, um zwischen dem Bandenspektrum einer Verbindung und dem eines Elementes zu unterscheiden. Man kann nur sagen, daß die nach Rot und nach Violett abschattierten Banden bei den Verbindungsspektren ungefähr gleich häufig vorkommen, während bei den Elementen die Zahl der nach Rot abschattierten Banden überwiegt. Ferner kommt es besonders häufig vor, daß ein Spektrum einer Verbindung neben Banden, die nach Rot abschattiert sind, zugleich solche mit entgegengesetzter Richtung besitzt. Endlich sind die Bandenspektra mit vielkantigen Gruppen besonders häufig, so daß Olmsted*) sogar die Regel aufstellt, daß Bandenspektra von Verbindungen aus verhältnismäßig kurzen, vielkantigen Gruppen von Banden bestehen, die sich nicht über das ganze Spektrum verteilen. Dieser Regel kann indes keine allgemeine Gültigkeit zugesprochen werden.

Es lohnt sich nicht, die in älterer Zeit aufgestellten Regeln über die zahlenmäßigen Beziehungen zwischen den Wellenlängen oder Schwingungszahlen der Banden verschiedener Verbindungen desselben Elementes hier wiederzugeben, da sich keine dieser Regeln hat bestätigen lassen, und außerdem die betreffenden Spektra bei Aufstellung der Regeln so ungenau bekannt waren, daß eine eindeutige Zuordnung von Kanten und Bandengruppen zu den betreffenden Formeln nicht möglich ist.

Man könnte zunächst daran denken, daß die Bandenspektra verschiedener analoger Verbindungen, z. B. der Fluoride der Erdalkalien oder der Halogenverbindungen des Kupfers, ohne weiteres als ähnlich zu erkennen wären, etwa in dem Sinne, daß man mit Sicherheit korrespondierende und einander ähnliche Bandengruppen in den zu vergleichenden Spektren auffinden könnte. Dies ist jedoch nicht der Fall. Wenn sich schon beim Vergleich der Bandenspektra nahe verwandter Elemente zeigte, daß nur eine allgemeine und vage Ähnlichkeit besteht, so trifft dasselbe in erhöhtem Maße auf die Bandenspektra von Verbindungen zu. Es lassen sich daher nur unsicher bestimmte Bandengruppen als analog bezeichnen, so daß hierdurch schon alle Schlüsse problematisch werden. Gibt man zu, daß gewisse Gruppen in den

*) Ch. M. Olmsted, Diss., Bonn 1906. Zeitschr. f. wiss. Photogr. 4, 255—333 (1906).

Bandenspektren von Verbindungen homolog sind, so kann man versuchen, Zahlenbeziehungen aufzustellen, die sich entweder auf die Lage und Anordnung der Kanten oder auf die Konstanten der Serien von Einzellinien beziehen. Da man keinen Hinweis hat, in welcher Richtung nach solchen Zahlenbeziehungen zu suchen ist, ob die Atomgewichte der Komponenten oder andere Materialkonstanten eingehen und in welcher Weise, so ist die Gefahr groß, daß zufällige numerische Beziehungen als Gesetze aufgestellt werden, zumal ja auch, wie wir gesehen haben, die Formeln für die Bandenspektra höchst unvollkommen, die in ihnen enthaltenen Konstanten somit wenig zuverlässig sind. Es kann daher nicht überraschen, daß unsere jetzigen Kenntnisse über den Zusammenhang zwischen den chemischen Konstanten und den Konstanten der Verbindungsspektra noch weit geringer als bei den Linienspektren sind*).

Ich habe hierbei die Frage nach dem Zusammenhang zwischen den chemischen Konstanten mit der Konstitution der Bandenspektra der Elemente nicht erwähnt, da sie ersichtlich in der allgemeinen Frage nach der Konstitution der Verbindungsspektra mit enthalten ist.

§ 124. Da es an einer allgemeinen Regel fehlt, so sollen die für einige Gruppen gefundenen Einzelregeln kurz wiedergegeben werden.

In den Spektren von CuCl, CuBr und CJ findet unter anderen Derichsweiler**) je zwei Gruppen von Banden, die nach Aussehen und Lage als homolog angesehen werden können. Eine Verschiebung der Bandengruppen mit steigendem Atomgewicht des Haloids findet nicht statt, auch keine Verschiebung der Intensität. Immerhin ist das Aussehen der drei Spektra sehr verschieden, da beim Chlorür und Bromür die Bandengruppen immer paarweise auftreten, nicht jedoch beim Jodür. Die Kanten der Hauptgruppen lassen sich in Serien mit nahezu konstanten ersten

*) Es ist vielleicht nicht überflüssig, hervorzuheben, daß die summarische Behandlung, die die Bandenspektra gelöster Körper in Absorption und Fluoreszenz bei chemischen Untersuchungen erfahren, hierdurch nicht berührt wird.

**) R. Derichsweiler, Diss., Bonn 1906. Siehe auch J. M. Eder u. E. Valenta, Atlas typischer Spektren, Wien 1911.

Differenzen der Schwingungszahlen ordnen. Bezeichnet man die Werte der drei konstanten Differenzen mit Δ_1, Δ_2, Δ_3, die Molekulargewichte der Verbindungen mit M_1, M_2, M_3, so besteht angenähert die Beziehung:

$$M_1^2 : M_2^2 : M_3^2 = \Delta_1^{-3} : \Delta_2^{-3} : \Delta_3^{-3}.$$

Auch bei den Bandenspektren von $SrCl_2$, $SrBr_2$ und SrJ_2 bestätigt sich die Regel. Allein hier ergibt sich bereits die Schwierigkeit, daß die ersten Differenzen der Schwingungszahlen der Hauptgruppen eine arithmetische Reihe bilden, also erst die entsprechenden Differenzen herausgesucht werden müssen. Bei den übrigen Haloidverbindungen der Erdalkalien läßt sich die Regel nicht sicher anwenden, weil es fraglich ist, welche Differenzen als entsprechend anzusehen sind. Immerhin paßt innerhalb gewisser Grenzen für die Haloidverbindungen von Cu, Ca, Sr, Ba die Regel, daß die Quadrate der Schwingungsdifferenzen entsprechender Bandengruppen verschiedener Verbindungen sich verhalten wie die reziproken dritten Potenzen der Molekulargewichte. Ob in der Regel ein brauchbarer Kern steckt, wird sich erst noch zeigen müssen, zumal man die entsprechenden Differenzen nur mit Hilfe der Regel selbst aufsuchen kann.

Besonders häufig sind auch die bereits erwähnten Haloidverbindungen der Gruppe Mg, Ca, Sr, Ba auf Homologien untersucht worden.

Fabry*) ordnet die Kanten gewisser Gruppen in den Spektren von CaF_2, SrF_2 und BaF_2 in Serien, die durch Formeln $\nu = A - (Bm + C)^2$ dargestellt werden. Er findet in den Spektren von CaF_2 und SrF_2 vier analoge Bandengruppen mit je zwei analogen Kantenserien. In allen ist A größer bei Ca als bei Sr, d. h. die korrespondierenden Kantenserien rücken mit wachsendem Atomgewicht des Metalles nach Rot. Die Konstante C ist in entsprechenden Serien gleich, B ist immer größer bei Ca als bei Sr, d. h. bei Sr liegen die Bandenkanten enger zusammen. Das Spektrum des Bariumfluorids läßt sich nicht zum Vergleich heranziehen, da entsprechende Gruppen von Banden fehlen.

Zu etwas anderen Ergebnissen kommt Olmsted**) auf Grund eines Vergleichs der Haloidverbindungen von Mg, Ca, Sr,

*) Ch. Fabry, Astrophys. Journ. **21**, 356—367 (1905).

) Ch. M. Olmsted, Zeitschr. f. wiss. Photogr. **4, 255—333 (1906).

Ba (16 Spektra), der sich auf die im Blau und Violett gelegenen Banden bezieht. Magnesium fällt aus der Reihe, bei den übrigen Elementen wandern die Banden mit abnehmendem Atomgewicht des Metalles nach Violett. Bei den Chlor-, Brom- und Jodverbindungen der Metalle Ca, Sr, Ba lassen sich zwei Serien von Gruppen unterscheiden, die Olmsted als Hauptserien bezeichnet und deren Unterserien sich z. B. durch Formeln $\nu = \alpha + \beta m + \gamma m^2$ ausreichend darstellen lassen. Geht man bei festem Haloid von einem Metall zum anderen, so nehmen die absoluten Beträge von α und β ab mit steigendem Atomgewicht des Metalles. Dasselbe gilt, wenn man verschiedene Haloidverbindungen desselben Metalles vergleicht. Der numerische Wert von γ sinkt ebenfalls mit steigendem Atomgewicht bei den Komponenten. Geht man von der Schwingungsdifferenz der „Hauptbanden" oder Abständen der Paare von Bandengruppen aus und nennt diese $\Delta\nu$, die beiden Atomgewichte a_1 und a_2, und sind A, B, C, D Konstanten, so gilt für die Chlor-, Brom- und Jodverbindungen von Ca, Sr, Ba die angenäherte Regel:

$$\sqrt{\Delta\nu} = A + Ba_1^2 + a_2 \sqrt[3]{C - Da}.$$

Doch hat sich diese empirische Formel nicht bei den von Derichsweiler untersuchten Kupferverbindungen und anderen Haloidverbindungen der Erdalkalien bewährt*).

Auch die Haloidverbindungen des Quecksilbers liefern Bandenspektra, die mehrfach auf Homologien untersucht worden sind. Die aus zahlreichen Gruppen von Einzelbanden bestehenden komplizierten Spektra des Chlorids, Bromids und Jodids zerlegt Lohmeyer in Serien und korrespondierende Gruppen. Er findet, daß die Bandengruppen mit steigendem Molekulargewicht nach Rot rücken. Allein es ergeben sich keine zahlenmäßigen Beziehungen.

Endlich sei der Absorptionsbandenspektra der Kohlenstoffverbindungen gedacht, die zum Teil als Dämpfe ein charakteristisches Bandenspektrum besitzen. Besonders gilt dies vom Benzol und einigen seiner Derivate. Unter diesen sind namentlich das Toluol $= C_6H_5 . CH_3$ und Äthylbenzol $= C_6H_5 . C_2H_5$ genauer

*) Hierzu auch J. Rösch, Diss., Bonn 1906; L. Börsch, Diss., Bonn 1909.

untersucht worden*). Die Kanten beider Spektra lassen sich durch eine Deslandressche Formel, $\nu = A + mB + m^2C + p.D$, herstellen, wobei die Zahlenwerte für die beiden Substanzen lauten:

	Toluol	Äthylbenzol
$A =$	+ 37 869	+ 37 973
$B =$	+ 570	+ 564
$C =$	— 18	— 17
$D =$	— 64	— 64

Wie man sieht, sind die beiden Spektra völlig gleich gebaut. Sie unterscheiden sich nur in dem konstanten Gliede A, d. h. das Spektrum des Toluols liegt nur etwa $7\,A$ weiter nach Rot**). Auch das Acetylen besitzt ein ähnliches Spektrum***).

Hiermit sind die bisher vorliegenden, einigermaßen gesicherten Ergebnisse über den Zusammenhang zwischen der Konstitution der Bandenspektra von Gasen und Dämpfen und den Konstanten der in die Elemente eingehenden Verbindungen erschöpft[1]).

§ 125. An dieser Stelle sei endlich noch der kontinuierlichen Spektra gedacht, die manche Gase und Dämpfe unter Umständen aussenden, z. B. die Haloide in der positiven Säule oder Hg-Dampf in Röntgenstrahlen. Ob diese Spektra indes wirklich kontinuierliche Spektra bzw. Streifenspektra sind oder in Wahrheit unaufgelöste Bandenspektra, und welche Gesetze für sie gelten, ist nicht bekannt[1]).

4. Bau und Eigenschaften der Spektra†).

§ 126. Der letzte Abschnitt dieses Kapitels soll den Beziehungen zwischen den Seriensystemen der Linienspektra bzw. den Gesetzen der Bandenspektra und den Eigenschaften der Spektra, dem Aussehen der Linien, der Intensitätsverteilung usw.

*) L. Grebe, Zeitschr. f. wiss. Photogr. **8**, 326 (1905); **9**, 130 (1910); F. Cremer, ebenda **10**, 349—367 (1911); G. Weimer, ebenda **12**, 33—54 (1913). Weitere Untersuchungen bei J. E. Purvis, Journ. chem. Soc. **99**, 1699—1712 (1911); ebenda, S. 2318; **103**, 433—444 (1913).

**) In Lösungen fließen diese Banden zusammen und verschieben sich mit steigender Konzentration nach Rot.

***) V. Henri et M. Landau, C. R. **156**, 697—699 (1913).

†) Man vgl. auch den dritten Abschnitt des ersten Teiles.

gewidmet sein. Es ist bereits bei früherer Gelegenheit hervorgehoben worden, daß gerade in diesen physikalischen Beziehungen zwischen dem Verhalten der Linien und Banden und den Formeln, die die Schwingungszahlen verknüpfen, eine besondere Bedeutung des letzteren liegt, ja daß die Gesetze des Baues der Linien- und Bandenspektra erst durch sie voll begründet werden. Auf der anderen Seite gestatten die in den beiden vorhergehenden Abschnitten besprochenen Regeln eine übersichtlichere Gruppierung der mannigfaltigen, ein Spektrum charakterisierenden Eigenschaften der Linien, wie sie im zweiten und dritten Abschnitte des ersten Teiles kurz geschildert sind.

Da nun bei fast allen Untersuchungen, die das Leuchten der Gase und Dämpfe betreffen, seit Aufstellung der Seriengesetze insbesondere auch das Verhalten der Serienlinien geachtet worden ist, so ist im Laufe der Zeit ein so großes Material an Einzelergebnissen angehäuft worden, daß hier nur eine kurze Übersicht gegeben werden kann, bei der auf besonders charakteristische Beispiele Bezug genommen wird. Es sollen dabei immer die Linien- und Bandenspektra gemeinsam behandelt werden, um Wiederholungen zu vermeiden.

§ 127. Aussehen. Intensität. Die zu einer bestimmten Serie eines Linienspektrums gehörigen Linien besitzen ausnahmslos das gleiche Aussehen, einen gesetzmäßigen Intensitätsgang und eine ebensolche relative Intensität zu den übrigen Linien des Spektrums. So sind die Linien der Hauptserien in der Regel die stärksten des Spektrums. Sie sind zugleich „lange“ Linien im Sinne Lockyers und Restlinien (raies ultimes) im Sinne de Gramonts*), Hartleys und Polloks[1]), also Testlinien bei der Spektralanalyse. Dies tritt am schärfsten bei der Gruppe der Alkalimetalle hervor, weniger deutlich bei den anderen Gruppen der Elemente. Dort, wo die Hauptserie aus Paaren besteht, ist immer die Komponente mit der kürzeren Wellenlänge die intensivere. Sie ist zugleich breiter und kehrt sich von den beiden Linien zuerst um. Bei

*) A. de Gramont, C. R. **144**, 1101 (1907); **145**, 231 (1907); **146**, 1260 (1908); **150**, 37, 154 (1910); **151**, 308 (1910); **155**, 276 (1912). Ann. chim. et phys. (8) **17**, August 1909 und zahlreiche andere Publikationen.

den D-Linien ist z. B. die zweite Komponente unter bestimmten Bedingungen etwa 1,36 mal intensiver als die erste*).

In den Nebenserien ist das Intensitätsverhältnis umgekehrt. Sieht man von den ersten Gliedern ab, so ist jedesmal die Komponente, die nach der Seite der längeren Wellen liegt, die intensivste.

Während die Linien der Hauptserien sich in der Regel symmetrisch verbreitern, pflegen die Linien der Nebenserien sich nach Rot stärker zu verbreitern, als nach Violett. Dies gilt bei den Alkalien besonders für die Linien der ersten Nebenserien. Andere Serien, namentlich gewisse Serien von Kombinationslinien, sind nach Violett unscharf bzw. verbreitert. Über die B-Serien und andere Serien läßt sich zurzeit nur aussagen, daß sich die Glieder derselben Serien gleich verhalten. Eine allgemeine Regel für die Kombinationslinien ist bisher nicht gefunden.

Die gleiche Regel gilt nicht für die Linien- und Kantenserien der Bandenspektra. Wegen der Schwierigkeit der völligen Auflösung dieser Spektra ist über den Charakter und das Aussehen der Linien wenig bekannt. In den meisten Fällen sind die Linien jedoch außerordentlich scharf. Sie liegen an der Grenze des Auflösungsvermögens der jetzigen Spektrographen, so daß ihre Intensitätsverteilung vielfach von den Eigenschaften der Instrumente bedingt wird (vgl. § 137). Innerhalb der Bandenserien gibt es keine feste Regel, da das Aussehen und die Intensität verschiedener Banden derselben Serie von Fall zu Fall wechseln.

§ 128. Feinstruktur. Auch für die Feinstruktur der Serienlinien gilt, soweit bisher bekannt, die Regel, daß Linien derselben Serie in Linienspektren in gleicher Weise zusammengesetzt sind. In manchen Fällen, in denen bisher keine direkte Untersuchung der Struktur der Linien durchgeführt ist, kann man indirekt aus den Beobachtungen über den Zeemaneffekt Schlüsse ziehen. In den Hauptserien scheinen die Linien einfach zu sein. Dies trifft jedoch nicht zu beim Quecksilber, falls die Deutung der betreffenden Linien als Linien der Hauptserie richtig ist. Zu einem genaueren Vergleich reicht jedoch bisher das Beobachtungsmaterial nicht, da die am meisten untersuchten Linien von Zn, Cd, Hg entweder in dem System der Serienlinien

*) Hg. V. Brotherus, Ann. d. Phys. (4) 38, 415 (1912). Weitere Literatur in Kaysers Handbuch, Bd. VI, unter Natrium.

keinen Platz finden oder immer nur einzelne Glieder von Serien darstellen. Hierzu kommt noch die Schwierigkeit, die Feinstruktur von Linien einwandfrei festzustellen. Einige Beispiele mögen ein Bild der jetzigen Kenntnisse geben. Ich führe dabei die Elemente nach Kolumnen des natürlichen Systems an und benutze zur Bezeichnung der Serien und Linien die frühere Symbolik. Die Zahlen hinter der betreffenden Linie geben die Abstände der Komponenten.

H: λ 6563 $D(m)$*); 0 (Hauptlinie) — 0,132 A (2. Linie)**).
λ 4861 $D(m)$; 0 „ — 0,14 A (2. „).

He, Ne, Kr: Alle Linien einfach.

Li: Alle Linien vermutlich doppelt***).

Na: $\left.\begin{matrix}\lambda\,5896\\ \lambda\,5896\end{matrix}\right\}$ $P(m)$ einfach; desgl. $\left\{\begin{matrix}\lambda\,3303\\ \lambda\,3302\end{matrix}\right\}$ $P(m)$.

K: $\left.\begin{matrix}\lambda\,4047\\ \lambda\,4044\end{matrix}\right\}$ $D(m)$ einfach.

Rb: Alle Linien einfach (?).

Cs: Alle Linien einfach (?).

Cu†): $\left.\begin{matrix}\lambda\,4531\\ \lambda\,4480\end{matrix}\right\}$ $S(m)$ einfach $\left\{\begin{matrix}\lambda\,5220\\ \lambda\,5218\end{matrix}\right\}$ $D(m)$ einfach $\left\{\begin{matrix}\lambda\,4064\\ \lambda\,4063\end{matrix}\right\}$ $D(m)$ einfach.
Zusammengesetzt sind die Kombinationslinien λ 5782, λ 5700, und zwar in der gleichen Weise. Sie bilden ein Paar einer Kombinationsserie. Ebenfalls zusammengesetzt sind die nicht einrangierten Linien λ 4704, λ 4275, einfach andere nicht einrangierte Linien wie λ 5153, λ 5106, λ 4651, λ 4531 usw.

Ag: Alle untersuchten Linien einfach, darunter solche aus $D_{II}(m)$ und $S_{II}(m)$.

Mg: Alle Linien einfach, darunter solche, die $P_{III}(m)$, $D_{III}(m)$ und $D_{I}(m)$ angehören.

Ca: Alle Linien einfach, darunter solche aus $P_{III}(m)$, $D_{III}(m)$, $S_{III}(m)$, $B_{III}(m)$, $S_{II}(m)$ (die Linien H und K), $D_{I}(m)$ und $S_{I}(m)$.

Zn: Alle untersuchten Linien einfach, darunter solche aus $S_{III}(m)$, $P_{III}(m)$, $D_{I}(m)$, $S_{I}(m)$.

Cd: λ 6439, $D_{I}(m)$ einfach; λ 6325 (Kombinationslinie) doppelt; λ 5155, $S_{I}(m)$ einfach; λ 5086, $S_{III}(m) = +0{,}076$; 0; $-0{,}026$; λ 4800, $S_{II}(m)$, $= +0{,}059$; 0 (Hauptlinie); $-0{,}034$; $-0{,}080$; λ 4662 [$P_{III}(m)$?] einfach.

---

*) Hg. Brotherus, Phys. Zeitschr. **12**, 193 (1911).

) Hierzu L. Janicki, Ann. d. Phys. (4) **19, 36—79 (1906); F. Paschen u. E. Back, ebenda **39**, 897—932 (1912). Diese beiden Arbeiten auch zu allen weiteren Angaben. H. Buisson u. Ch. Fabry, Journ. de Phys. (5) **2**, 442—464 (1912).

***) Daß die rote Li-Linie doppelt ist, zeigt P. Zeeman, Phys. Zeitschr. **14**, 405—406 (1913).

†) L. Janicki, Ann. d. Phys. (4) **29**, 833—868 (1909). Diese Arbeit auch zu den folgenden Elementen. O. Lüttig, ebenda (4) **38**, 47 (1912).

Hg*): Von den untersuchten Linien sind nur einfach: λ 4916, $S_{I}(m)$; λ 4344 = Kombinationslinie. Die übrigen Linien sind meist kompliziert gebaut und besitzen: λ 5790 = $D_{I}(m)$, 7 Komponenten; λ 5769 (Kombinationslinie), 5 Komponenten; λ 5461 = $S_{III}(m) = P_{III}(m)$, 12 Komponenten; λ 4359 = $S_{III}(m)$, 8 Komponenten; λ 4348 = $D_{I}(m)$, 4 Komponenten; λ 4339 (Kombinationslinie), 3 Komponenten; λ 4078 (nicht eingeordnet), 6 Komponenten; λ 4047 = $S_{III}(m)$, 4 Komponenten; λ 3663 = $D_{III}(m)$, 2 Komponenten; λ 3655 = $D_{III}(m)$, 4 Komponenten; λ 3650 = $D_{III}(m)$, 3 Komponenten. Eine Beziehung zwischen den Abständen der Komponenten der einzelnen Linien ist nicht festgestellt**).

Al: $\left.\begin{matrix}\lambda\,3962\\ \lambda\,3944\end{matrix}\right\}$ $P_{II}(m)$ einfach.

Tl: λ 5351 = $S_{II}(m)$, 2 Komponenten. Hauptlinie vielleicht wieder doppelt***).

Sn: Die untersuchten Linien sind einfach.

Pb: Fünf Funkenlinien sind zusammengesetzt, die übrigen Linien einfach, darunter auch Linien der Paare konstanter Differenz.

Bi: λ 4722 ist zusammengesetzt, 1 Hauptlinie und 5 Trabanten.

Weiter sind noch zahlreiche zusammengesetzte Linien gefunden bei Cd, Mn, sowie einige zusammengesetzte Linien bei Co und Cr.

Wie man sieht, gestattet das vorliegende Material nicht, allgemeine Regeln aufzustellen. Während bei einer Anzahl von Elementen die Serienlinien einfach sind, fallen andere, wie z. B. Hg, ganz aus der Reihe heraus. Erst weitere systematische Untersuchungen, in denen namentlich auch das Ultraviolett berücksichtigt wird, können Aufklärung bringen.

---

*) Zu der in Kaysers Handbuch, Bd. V, S. 550 genannten Literatur noch: H. G. Gale u. H. B. Lemon, Phys. Zeitschr. **11**, 209 (1910); H. Lunelund, Ann. d. Phys. (4) **39**, 505—542 (1911). (Hier auch Angaben für Cd, Zn, Pb und Bi.) L. Janicki, Ann. d. Phys. (4) **39**, 439—443 (1912); J. C. McLennan, Proc. Roy. Soc. (A) **87**, 269—277 (1912); H. Nagaoka u. T. Takamine, Proc. Phys. Soc. Lond. **25**, 1—29 (1912); G. Wendt, Ann. d. Phys. (4) **37**, 535—560 (1912); R. W. Wood, Phys. Zeitschr. **14**, 273—275 (1913); Phil. Mag. (6) **25**, 443—449 (1913).

) Hierzu G. F. Hull, Astrophys. Journ. **32, 226—229 (1910). Es wird die Frage diskutiert, ob die Abstände der Satelliten als ganzzahlige Vielfache gewisser Konstanten angesehen werden können und teilweise bejaht. Vgl. auch die Arbeiten von H. Nagaoka.

***) Ch. Wali-Mohammad, Ann. d. Phys. (4) **39**, 246 (1912).

Für die Linien der Bandenspektra ist nur bekannt, daß gewisse Absorptions- und Fluoreszenzlinien von J und Br komplexe Struktur besitzen*).

§ 129. Magnetoptische Effekte. An dieser Stelle sind drei Gruppen von Erscheinungen zu nennen, die unter sich und mit der Absorption bzw. anomalen Dispersion in den Gasen und Dämpfen eng verknüpft sind: 1. Der eigentliche Zeemaneffekt, d. h. die Aufspaltung der Emissionslinien oder Absorptionslinien in polarisierte Komponenten, wenn die absorbierenden bzw. emittierenden Gase sich im Magnetfeld befinden; 2. die Drehung der Polarisationsebene, die linear polarisiertes Licht beim Durchgang durch Gase erfährt, und 3. die Doppelbrechung derselben Gase für Licht aus der Nähe von Absorptionslinien. Eine eingehende Darstellung dieser Erscheinungen fällt aus dem Rahmen dieses Buches heraus. Es muß dafür auf die im Anhang genannte Literatur[1]) verwiesen werden. Hier können nur die wichtigsten Ergebnisse genannt werden, insofern sie im Zusammenhang mit den Gesetzmäßigkeiten der Gasspektra stehen.

Zeemaneffekt. Wird ein leuchtender oder absorbierender Dampf in ein homogenes Magnetfeld gebracht und ist der Dampf selbst angenähert homogen und gleichtemperiert, so beobachtet man, je nach der Neigung der Beobachtungsrichtung gegen die Kraftlinien, verschiedene Zerlegungen der Emissions- bzw. Absorptionslinien mit variablen Polarisationszuständen. Es lassen sich zwei Extremfälle unterscheiden, nämlich 1. bei Beobachtung in Richtung der Kraftlinien, 2. bei Beobachtung senkrecht dazu. Bei Anwendung genügend starker Felder sagen alsdann die verschiedenen Theorien für den einfachsten Fall der Emission eine Zerlegung voraus, die auch als normale bezeichnet wird. Bei derselben wird jede Spektrallinie senkrecht zum Felde in drei Komponenten gespalten, von denen die mittlere parallel, die beiden äußeren senkrecht zu den magnetischen Kraftlinien polarisiert sind. In der Richtung der Kraftlinien beobachtet man ein Dublet, dessen beide Komponenten entgegengesetzt zirkular polarisiert sind und mit der Feldrichtung ihre Polarisationsrichtung ändern. Auch der Betrag der Aufspaltung läßt sich aus der Theorie voraus-

*) R. W. Wood, Phil. Mag. (6) **24**, 673—693 (1912).

berechnen. Dies sogenannte normale Triplet bildet indes die Ausnahme; in Wahrheit sind die Erscheinungen viel mannigfaltiger. Zunächst paßt die Intensität der Komponenten meist nicht zu dem, was man für das normale Triplet erwarten müßte (Außenkomponenten halb so stark wie die Mittelkomponente). Es finden sich hier alle möglichen Variationen, die sich nicht allein aus der Absorption der emittierenden Dämpfe erklären lassen. Eine weitere Abweichung von dem normalen Triplet besteht in dem Auftreten komplizierter Zerlegungstypen, die man so auffassen kann, als ob jede Komponente sich wiederum im Magnetfeld spaltet. So entsteht z. B. aus dem normalen Triplet durch Spaltung der mittleren Komponente ein Quadruplet, das man symbolisch durch $|s;|p;|p;|s$ bezeichnen kann, wo | die lineare Polarisation und der zugesetzte Buchstabe die Polarisationsrichtung (senkrecht, parallel) andeutet. Durch Spaltung aller drei Komponenten erhält man das Sextuplet $|s;|s;|p;|p;|s;|s$. Man hat bis zu 18 derartige Komponenten beobachtet. In der Richtung des Feldes beobachtet man immer die s-Komponenten und zwar als zirkular polarisierte Linien.

Das Verhalten der Absorptionslinien entspricht demjenigen der Emissionslinien, zeigt aber weitere Eigenschaften, von denen weiterhin noch die Rede sein soll.

Eine weitere häufige Abweichung der wirklich beobachteten Zerlegungen von den theoretischen liegt in dem Betrag der Trennung. Derselbe kann größer oder kleiner sein als der normale Wert. Auch kommt es häufig vor, daß Linien gar nicht zerlegt werden, daß scharfe Linien diffus, oder gar diffuse Linien scharf werden.

Sodann zeigt sich eine eigentümliche Einwirkung benachbarter Linien aufeinander. Während nämlich der Theorie nach jede Linie unabhängig von der anderen zerlegt werden sollte, zeigt sich, daß dies nicht mehr zutrifft, wenn die in Frage kommenden Linien sehr nahe beieinander liegen*). In solchen Fällen verwandelt sich im Magnetfelde bei genügender Feldstärke die kompliziert zusammengesetzte Linie in eine einzige und liefert ein normales Triplet**).

*) F. Paschen u. E. Back, Ann. d. Phys. (4) **39**, 897—932 (1912); (4) **40**, 960—970 (1913).

) Die Theorie erklärt dies. W. Voigt, Ann. d. Phys. (4) **40, 365—380 (1913). Auf andere Weise: A. Sommerfeld, ebenda, S. 748—775.

Merkwürdigerweise gilt diese Regel nicht für Linien mit komplizierter Feinstruktur, wie z. B. die Quecksilberlinien. Hier wird jeder Satellit einzeln und unabhängig vom anderen, zum Teil wieder in komplizierter Weise zerlegt*). Doch gilt auch für die Trabanten die von Runge aufgestellte Regel, daß die Aufspaltungen kleine ganzzahlige Multipla von gewissen Bruchteilen der Fundamentalaufspaltung sind. Auch Doppellinien, die nicht miteinander verwandt sind, scheinen sich nicht zu beeinflussen.

Endlich tritt auch eine Verschiebung der mittleren Komponente im Magnetfeld sowie eine Dissymmetrie der Triplets auf, deren Natur freilich noch nicht völlig aufgeklärt ist und die ich daher übergehe**).

In dieser Mannigfaltigkeit der magnetoptischen Erscheinungen lassen sich eine Anzahl Regeln unterscheiden, die wichtige Beziehungen zu den Seriengesetzen der Linienspektra geben: 1. Die Serienlinien der Linienspektra zeigen meist komplizierte Zerlegungen. 2. Dieselben sind für alle Glieder einer Serie die gleichen und haben in der Skala der Schwingungszahlen den gleichen Betrag (Regel von Preston). Diese Regel erfährt nur durch die Einwirkung der Komponenten enger Paare oder Triplets Ausnahmen. 3. Bei nicht normalen Zerlegungen sind die Abstände der Komponenten ganzzahlige Vielfache ganzzahliger Bruchteile der Abstände des normalen Triplets, bei kleinen Werten der ganzen Zahlen (kleiner als 10), (Regel von Runge). 4. Die Größe der Trennung ist der Feldstärke proportional***).

Ich stelle im folgenden Paragraphen einige Beispiele zusammen, aus denen man das Verhalten der Serienlinien der Linienspektra ersehen kann. Man sieht dabei, daß eine Reihe von Typen bei den verschiedenen Elementen wiederkehren. Setzt man das Verhältnis der Ladung eines Elektrons zu seiner Masse $\frac{e}{m} = 1{,}771 \cdot 10^7$ elektrom. Einh./g, die Lichtgeschwindigkeit $c = 3 \cdot 10^{10}$ cm/sec,

*) Man vgl. Ch. Wali-Mohammad, Ann. d. Phys. (4) **39**, 225—250 (1912). (Cd, Zn, Tl, Bi.)

**) In einigen Fällen tritt eine dem Quadrate der Feldstärke proportionale Verschiebung auf.

***) Diese Regel hat einige Ausnahmen, die hier übergangen werden.

so ist der Betrag der Aufspaltung für ein normales Triplet*), wie es tatsächlich beobachtet wird (H = magnetische Feldstärke):

$$\Delta\lambda/\lambda^2 . H = a = \frac{e}{m} \cdot \frac{1}{4\pi c} = 4{,}698 . 10^{-5}\ \text{Gauß}^{-1}\ \text{cm}^{-1}.$$

Dann finden in den Hauptserien von Paaren, und zwar quantitativ gleich für alle Elemente folgende Zerlegungen statt:

1. $VS(1) - VP_1(m)$ (zweite Komponente, Beispiel: D_2).

Typus der Zerlegung senkrecht zu den Kraftlinien:

Sextett:

$$\left| s = -\frac{5a}{3};\right| s = -\frac{3a}{3};\left| p = -\frac{a}{3};\right| p = +\frac{a}{3};\left| s = +\frac{3a}{3};\right| s = +\frac{5a}{3}.$$

2. $VS(1) - VP_2(m)$ (erste Komponente, Beispiel: D_1).

Typus der Zerlegung senkrecht zu den Kraftlinien:

Quartett: $\left| s = -\frac{4a}{3};\right| p = -\frac{2a}{3};\left| p = +\frac{2a}{3};\right| s = +\frac{4a}{3}.$

In den Triplethauptserien ist für:

1. $VS(1) - VP_1(m)$ (dritte Komponente, Beispiel: Hg 5461**).

Zerlegung senkrecht zum Felde:

Nonett: $\left| s = -\frac{4a}{2};\right| s = -\frac{3a}{2};\left| s = -\frac{2a}{2};\right| p = -\frac{a}{2};$

$\left| p = 0;\right| p = +\frac{a}{2};\left| s = +\frac{2a}{2};\right| s = +\frac{3a}{2};\left| s = +\frac{4a}{2}.\right.$

2. $VS(1) - VP_2(m)$ (zweite Komponente, Beispiel: Hg 4358).

Zerlegung senkrecht zum Felde:

Sextett:

$$\left| s = -\frac{4a}{2};\right| s = -\frac{3a}{2};\left| p = -\frac{a}{2};\right| p = +\frac{a}{2};\left| p = +\frac{3a}{2};\right| p = +\frac{4a}{2}.$$

*) Diese Regel hat einige Ausnahmen, die hier übergangen werden.

) Diese Regeln gelten für die Hauptlinien. Die Trabanten weisen andere Zerlegungen auf. Man vgl. z. B. H. Lunelund, Ann. d. Phys. (4) **34, 505—542 (1911). Daselbst weitere Literatur. Ferner Ch. Wali-Mohammad, ebenda (4) **39**, 225—250 (1912).

3. $VS(1) - VP_s(m)$ (erste Komponente, Beispiel: Hg 4047).

Zerlegung senkrecht zum Felde:

$$\text{Triplet:} \quad \left| s = -\frac{4a}{2}; \right| \quad \left| p = 0; \right| \quad \left| s = +\frac{4a}{2}. \right.$$

In den zweiten Nebenserien gilt die Regel, daß der Typus der Zerlegung der gleiche ist wie in der Hauptserie, nur entsprechend der Vertauschung der Lage der Serienglieder mit vertauschter Folge, wie es die Rydbergsche Regel verlangt.

Die Regeln für die ersten Nebenserien gelten nicht so gleichmäßig, wie diejenigen für die zweiten Nebenserien. Im einzelnen finden sich viele Ausnahmen*).

Handelt es sich um eine Paarserie, so besitzt bekanntlich die erste Komponente einen Satelliten. Dieser wird nach dem Schema:

$$\left| s; -\frac{8a}{5} \right| s; -\frac{5a}{5} \left| p; -\frac{4a}{5} \right| s; -\frac{3a}{5} \left| p; +\frac{3a}{5} \right| p; +\frac{4a}{5} \left| s; +\frac{5a}{5} \right| s; +\frac{8a}{5}$$

zerlegt. Die beiden Hauptlinien werden in Triplets aufgespalten, von denen das erste normal, das zweite $\frac{4a}{5}$ ist.

Ist die betreffende Serie eine Tripletserie, so besitzt die stärkste Linie zwei oder drei Nebenlinien (Satelliten), die zweite Linie einen oder zwei und die dritte Linie einen oder keinen Begleiter. Die beiden stärksten Linien werden in Nonette zerlegt, deren drei innere Komponenten parallel zum Felde schwingen, während die sechs äußeren Komponenten senkrecht zum Felde polarisiert sind. Die dritte Komponente wird in ein Triplet zerlegt**). Die Nebenlinien der ersten Komponente des Triplets werden in 10, 6 oder 14 Komponenten gespalten, die Nebenlinien der zweiten Komponente jedesmal in neun, der Begleiter der dritten Linie in drei Komponenten. Liegen die Nebenlinien sehr nahe, so erhält man einfach normale Triplets.

Seriensysteme von Einzellinien liefern in der Regel normale Triplets.

Kombinationslinien, in deren Schwingungszahlen Terme von Linien aus Paar- oder Tripletserien eingehen, zeigen anomale Zeemaneffekte.

---

*) Vgl. z. B. W. Miller, Ann. d. Phys. (4) **24**, 105—136 (1907).
) Hierzu G. Wendt, ebenda (4) **37, 558 (1912).

Für die B-Serien lassen sich zurzeit noch keine sicheren Regeln aufstellen. Sind einzelne Glieder von Komplexserien unvollständig, so ist auch der Typus der Zerlegung ein anderer.

Nach dem Gesagten leuchtet ein, daß der Zeemaneffekt eine der wichtigsten Stützen für die Richtigkeit der Zusammenfassung der Linien der Linienspektra durch die Seriengesetze ist. Er liefert zugleich einen Prüfstein für die Richtigkeit der Zuordnung einer Linie und wichtige theoretische Hinweise dadurch, daß er Anhaltspunkte für die Bildung eines Emissionsmodells gibt, dessen Mechanismus sich bei verschiedenen Elementen des natürlichen Systems wiederholen muß.

Für die Bandenspektra versagt dieses Hilfsmittel. Für eine größere Zahl von Spektren von Elementen oder Verbindungen, z. B. die Banden des Stickstoffs und Cyans, hat sich bisher überhaupt noch kein Zeemaneffekt nachweisen lassen. Bei anderen, wie z. B. den Banden des Yttriums, des Siliciumfluorids und einiger Fluoride der Erdalkalien, ist zwar die Existenz des Zeemaneffektes in Emission (auch direkter Zeemaneffekt genannt) nachgewiesen. Über das Verhalten der Linien im einzelnen ist jedoch nichts bekannt. Die Beispiele des folgenden Paragraphen geben weitere Aufklärung.

§ 130. Ehe wir zu den weiteren magnetoptischen Erscheinungen übergehen, seien einige Beispiele angeführt, die ich aus den verschiedenen Kolumnen des natürlichen Systems wähle.

H: H_α, H_β, H_γ, also Linien von $D(m)$, werden in Triplets*) gespalten, deren Aufspaltung größer ist als ein normales Triplet, jedoch kein Multiplum von a. Auch die Intensitätsverteilung und der Polarisationszustand sind anomal. Das Bild ist nicht durch Übereinanderlagerung der Triplets der beiden Komponenten der H-Linien (s. S. 281) zu erklären, sondern deutet auf eine magnetische Beeinflussung besonderer Art. In stärkeren Feldern erhält man normale Triplets. Im zweiten H-Spektrum**) sind einige Linien unempfindlich, andere zeigen den normalen Effekt, wieder andere die entgegengesetzte Polarisation des normalen Effektes.

*) F. Paschen u. E. Back, Ann. d. Phys. (4) **39**, 897—932 (1912); (4) **40**, 960—970 (1913); W. Lohmann, Diss., Halle 1907; Phys. Zeitschr. **9**, 145—147 (1908); W. Voigt, Ann. d. Phys. (4) **40**, 368—380 (1913).

) F. Croze, C. R. **155, 1607—1610 (1912). Weitere Literatur in Kaysers Handbuch, Bd. V, unter H.

He: Die stärkeren Komponenten in $D_{II}(m)$, $S_{II}(m)$ liefern normale Triplets, die zweiten Komponenten anomale Triplets mit Verschiebung der Mittellinie, die übrigen Linien, darunter solche aus $D_I(m)$, $S_I(m)$, $P_I(m)$, $P_{II}(m)$, liefern alle nahezu normale Triplets.

Ne: Eine Anzahl von Linien zeigten den normalen Effekt, andere werden in 6, 9, ja 15 Komponenten gespalten. Ähnliche Typen wiederholen sich bei Krypton. Die Abstände der Komponenten lassen sich als kleine ganzzahlige Vielfache von $a/2$ bis $a/12$ auffassen*).

Li: Die fünf untersuchten Linien gehören $P(m)$, $D(m)$ und $S(m)$ an, davon je zwei $P(m)$ und $D(m)$. Alle liefern normale Triplets, während man nach Analogie der übrigen Alkalien die Typen aus § 129 und Linienpaare erwarten sollte.

Na: $P(1)$ und $P(2)$ zeigen die normalen Zerlegungen für Hauptserien von Paaren, $P(3)$ ein angenähert normales Triplet.

K: $P(2)$ wird entsprechend Na zerlegt.

Cu: Das Kombinationspaar, λ 5782, λ 5700, des Kupfers wird wie die Linien der ersten Nebenserie zerlegt, nur in umgekehrter Folge. Die Linien von $P(m)$, $D(m)$, $S(m)$ werden nach dem allgemeinen Schema zerlegt**). Dasselbe gilt für das Spektrum

Ag: des Silbers.

Mg, Ca, Sr, Ba, Ra: Bei allen fünf Elementen folgen die beobachteten Glieder des Paarsystems den Regeln des § 129. Dasselbe gilt für die P und S-Serien des Tripletsystems, während die D-Serien Ausnahmen zeigen. So liefert z. B. die Linie λ 2852 Mg $= D_I(3)$ ein normales Triplet. Dasselbe gilt für die Linie λ 3838 Mg $= D_I(1)$, obwohl man annehmen müßte, daß beide Linien je zwei Satelliten enthalten. Die Serien einfacher Linien geben normale Triplets.

Zn, Cd, Hg: Auf die Spektren dieser Elemente trifft das gleiche zu wie auf die Spektra der vorigen Gruppe. Gewisse Kombinationslinien geben die Aufspaltung $^3/_2\,a$. Auf zahlreiche besondere Erscheinungen an den einzelnen Linien, namentlich des Hg, kann hier nur hingewiesen werden***). Die Fundamentallinie Cd λ 6439 gibt ein normales Triplet†).

Al, Tl: Die Linien von $P(m)$ und $S(m)$ entsprechen dem allgemeinen Typus von Dubletserien. In den Linien von $D(m)$ gibt der Satellit das Oktett nicht vollständig; die Hauptlinien sind Triplets mit der durchschnittlichen Aufspaltung.

---

*) C. Runge, Phys. Zeitschr. **8**, 232—237 (1907).

) C. Runge u. F. Paschen, Ber. Berl. Akad. 1912, S. 720—730; O. Lüttig, Ann. d. Phys. (4) **38, 49 (1912).

***) Man vgl. z. B. neben der in Kaysers Handbuch genannten Literatur: J. C. McLennan, Proc. Roy. Soc. (A) **87**, 269—277 (1913); R. Fortrat, C. R. **155**, 1237—1239 (1912).

†) Ch. Wali Mohammad, Ann. d. Phys. (4) **39**, 225—250 (1912).

O: Die engen Triplets des Tripletsystems spalten sich in schwachen Feldern, entsprechend dem allgemeinen Schema. In starken Feldern tritt eine Beeinflussung der Komponenten und Umwandlung in normales Zeemantriplet ein. Andere Linien werden normal, wieder andere (vermutlich Kombinationslinien) nach dem Schema $^3/_2\,a$, gewisse enge Dublets als normale Triplets aufgespalten.

Die Mannigfaltigkeit des Zeemaneffektes bei den anderen Elementen kann bei diesen Beispielen nicht genügend berücksichtigt werden. Außer den genannten Elementen sind bisher noch eingehender untersucht worden: A, Au, Y, Ti, Zr, Th, C, Si, Sn, Pb, V, Sb, Bi, Cr, Mn, Fe, Ni, Co, La, Nb, Pd, Os. Es seien hier noch einige Resultate einer sehr sorgfältigen Untersuchung von A. S. King*) über die Spektra von Fe und Ti angeführt. In einem weiten Bereich von Wellenlängen und bei Benutzung sehr zahlreicher Linien bestätigt sich die Regel, daß der Mittelwert der magnetischen Zerlegung $\Delta\lambda/\lambda^2$ konstant ist. Die Mehrzahl der Linien sind Triplets; unter diesen sind bei beiden Elementen jedoch nur wenige normal. Weitaus die meisten gehören dem Typus $2\,a$, $5\,a/2$ und $3\,a$ an. Eine Anzahl von Linien, z. B. Fe 3746,06, Ti 4295,91, bleiben unbeeinflußt durch das Feld. Daneben findet man eine große Zahl sehr komplizierter Zerlegungen. Manche Linien deuten durch ihre völlig analoge magnetische Zerlegung einen Zusammenhang an. Für die Funkenlinien zeigt sich, daß die meisten in Triplets zerlegt werden, die jedoch keinen einfachen Zusammenhang mit dem normalen Triplet zu besitzen scheinen.

Auf Grund eines sehr reichhaltigen Materials von fast 3000 gemessenen Triplets in den Linienspektren von Ti, Fe, Y, Zr, Os, Ba, Th, Mn, Ni, Cr, V, Mo, Wo hat schließlich Babcock**) die relative Häufigkeit der verschiedenen Zerlegungen untersucht. Die Verteilungskurve dieser Häufigkeit, genommen als Funktion der Größe der Zerlegung, zeigt bei den meisten Elementen einen ähnlichen Verlauf mit zwei Maxima, von denen das größere sehr genau mit dem Wert der normalen Zerlegung zusammenfällt, während das kleinere Maximum die Zerlegung $^3/_2\,a$ gibt.

Endlich seien einige Beispiele von Bandenspektren angeführt:

N: Keine Zerlegung.

Br: Keine Zerlegung (Absorption).

Cy: Keine Zerlegung.

NO_2: Ein Teil der Linien wird zerlegt (Absorption).

SiF_4: Das Verhalten der Einzellinien ist nicht bekannt. Bei durchschnittlicher Beobachtung scheinen sich alle Teile einer Bande gleich zu verhalten. Die Banden zerfallen in drei Gruppen.

---

*) A. S. King, Papers of the Mt. Wilson Solar Observ. **2**, 1, 65 (1912). Man findet an dieser Stelle auch eine Bibliographie der neueren Arbeiten.

) H. D. Babcock, Astrophys. Journ. **34, 288—293 (1911).

In der ersten zeigen die Kanten in der Richtung des Feldes ein Dublet mit normaler Polarisation und nicht genauer bekannter Aufspaltung. In zwei anderen Bandengruppen ist die Richtung der Polarisation entgegengesetzt, der Betrag der Aufspaltung ein anderer.

Ca, Sr, Ba — Haloidverbindungen. Auch bei diesen Bandenspektren ist das Verhalten der Einzellinien unbekannt. Die Beobachtungen erstrecken sich nur auf die Kanten von Banden. Hier verhalten sich zunächst, soweit bekannt, alle Kanten einer durch eine Formel zusammengefaßten Gruppe gleich. Die Gruppen zerfallen in zwei Klassen. Einige liefern in der Richtung des Feldes Dublets oder Quadruplets von vollständiger Polarisation normaler Richtung und einer Aufspaltung von der Größenordnung der normalen. Bei anderen Bandengruppen ist die Polarisation unvollständig und hat das entgegengesetzte Vorzeichen. Ob ein Zusammenhang zwischen dem Zeemaneffekt und dem Bau dieser Banden besteht, ist nicht festgestellt*).

Y: Von den Emissionsbanden (die gleichfalls nicht aufgelöst sind) liefern einige den Zeemaneffekt mit normaler Aufspaltung und Polarisation, andere mit entgegengesetzter Polarisation**).

§ 131. In Absorption zeigen Gase und Dämpfe den gleichen Aufspaltungseffekt an ihren Linien wie in Emission. Dazu kommen jedoch eine Reihe weiterer magnetoptischer Erscheinungen, unter denen bereits in § 129 die Drehung der Polarisationsebene für Licht, dessen Wellenlänge derjenigen der Absorptionsstreifen naheliegt, und die Doppelbrechung der Gase erwähnt sind. Diese Erscheinungen hängen, wie zuerst Voigt***) auf theoretischem Wege vorausgesehen hat, eng mit dem direkten Zeemaneffekt, unter sich und mit der anomalen Dispersion der Gase und Dämpfe zusammen. Es kann hier nur auf die experimentell festgestellten Tatsachen eingegangen werden, soweit sie sich um die Gesetzmäßigkeiten in den Spektren gruppieren. Dabei ist vorauszuschicken, daß die in Absorption auftretenden magnetoptischen Erscheinungen einer genaueren und mehr quantitativen Untersuchung zugänglich sind. So ist bisher auch der Nachdruck auf

*) A. Dufour, Phys. Zeitschr. **10**, 124—138 (1909).

) J. Becquerel, C. R. **146, 683—685 (1908).

***) W. Voigt, Götting. Nachr. 1898, S. 355—359; P. Zeeman und J. Geest, Proc. Amst. **7**, 435—438 (1905); J. Geest, Diss., Amsterdam 1904; W. Voigt und H. M. Hansen, Phys. Zeitschr. **13**, 217—224 (1912).

die quantitative Nachprüfung der Theorie gelegt worden. Eingehender untersucht sind daher nur einige Elemente, neben Wasserstoff, Natrium, Quecksilber und Jod. Man wird jedoch bei der weitgehenden Analogie im Verhalten der Linien der Seriensysteme der Elemente den Schluß ziehen dürfen, daß ähnliche Verhältnisse wie bei den hier untersuchten Linien auch bei den analogen Linien verwandter Elemente gefunden werden.

1. Zeemaneffekt in Absorption. Derselbe ist an zahlreichen Linien beobachtet und mit dem direkten verglichen worden, besonders an Natriumdampf*). Durch die Entdeckung Hale's, der die magnetische Aufspaltung zahlreicher Linien der umkehrenden Schicht in den Spektren der Sonnenflecken nachwies, hat der inverse Effekt eine besondere Bedeutung für die Astrophysik erlangt. Der Leser muß hier auf die im Anhang gegebene Literatur verwiesen werden [1]).

2. Magnetische Doppelbrechung. Dieselbe ist bisher bei Na (D-Linien**) und Li (λ 6708) nachgewiesen und untersucht worden. Im letzgenannten Falle entspricht die Zerlegung den Voraussagungen der Voigtschen Theorie.

3. Rotationspolarisation. Die magnetische Rotationspolarisation in Richtung der Kraftlinien ist am Natriumdampf entdeckt und an ihm (D-Linien) am eingehendsten untersucht worden. Außerdem ist die Existenz des Effektes nachgewiesen bzw. gemessen worden an einigen Gliedern der Hauptserien von Alkalimetallen (Li, K, Rb), der ersten Nebenserie des Wasserstoffs, an gewissen Linien der Absorptionsbandenspektra von Natrium, Kalium, Jod, Br und NO_2.

Beim Natriumdampf folgen der Sinn und die Größe der Drehung in der Nachbarschaft der zerlegten D-Linien den Voraussagen der Voigtschen Theorie.

Bei Annäherung an die magnetisch zerlegten D-Linien nimmt von beiden Seiten die Drehung der Polarisationsebene im gleichen

---

*) Vgl. insbesondere die Schriften von P. Zeeman und seinen Mitarbeitern; Kaysers Handbuch, Bd. VI, unter Na.

**) W. Voigt, Götting. Nachr. 1898, S. 355—359; P. Zeeman und J. Geest, Proc. Amst. 7, 435—438 (1905); J. Geest, Diss., Amsterdam 1904; W. Voigt und H. M. Hansen, Phys. Zeitschr. 13, 217—224 (1912).

Sinne schnell und stark zu*). Zwischen den beiden Linien und in den Intervallen der magnetisch zerlegten Linien zeigt sich eine gleichsinnige Drehung, deren Größe durch die Formeln der Voigtschen Theorie richtig dargestellt wird. Dasselbe gilt von der Abhängigkeit von der Dampfdichte. Auch an dem nächsten Paar der Hauptserie, λ 3303, ist der gleiche Effekt nachgewiesen worden.

Über das Verhalten der anderen Serien ist nichts bekannt.

Die Hauptserie des K verhält sich analog. Dasselbe gilt für Li**).

Beim Wasserstoff***) ist die Drehung bisher nur bei H_α — erste Nebenserie — nachgewiesen. Die Drehung hat auf beiden Seiten der Linie gleiches Vorzeichen, entspricht nach Sinn und Größe den Voraussagen der Theorie von Voigt und ist bedeutend kleiner als bei Natrium.

Weiter ist die Existenz des Effektes beobachtet, jedoch seine Größe nicht gemessen†) an Hauptserienlinien von K, Li, Cs, der nicht eingeordneten starken Linie λ 4607 von Sr††) und einer Hauptserienlinie (Paarsystem) bei Tl.

Beim Quecksilber tritt der Effekt auf an den Linien des Triplets λ 5461, λ 4359, λ 4047 [$D(m)$, $S(m)$], ferner an der Kombinationslinie λ 4078 [$VP_{III}(m)$, $VS_1(m)$], sowie an der Kombinationslinie λ 4916. Er fehlt dagegen an den Linien λ 5790 und λ 5796, die Kombinationslinien zwischen den Satelliten der Triplethauptserie und Linien der Hauptserie einfacher Linien sind. Dafür zeigt sich hier besonders deutlich ein zuerst von Righi beobachteter Polarisationseffekt, auf den ich hier nicht näher eingehe.

---

*) Ich habe diese Arbeiten unter Natrium in Kaysers Handbuch, Bd. VI, S. 1—27, zusammengestellt und besprochen. Hierauf sei für weitere Einzelheiten und Literaturangaben verwiesen. Zeeman, Hale, Voigt, Corbino, Wood, Geiger u. a. haben den Effekt eingehend untersucht.

) H. Geiger, Ann. d. Phys. (4) **23, 758—794 (1907). Weitere Literatur unter Kalium in Kaysers Handbuch, Bd. VI, S. 604—644.

***) R. Ladenburg, Habilitationsschrift, Breslau 1909; Phys. Zeitschr. **10**, 497 (1904); **12**, 10 (1911); Jahresber. d. Ges. vaterl. Kultur 1909, Ia, S. 212; Ann. d. Phys. (4) **38**, 249—319 (1912); R. Ladenburg u. St. Loria, Verh. d. D. Phys. Ges. **10**, 858 (1908). Siehe auch Kaysers Handbuch, Bd. V, unter Wasserstoff.

†) H. Starke und J. Herweg, Phys. Zeitschr. **14**, 1—5 (1913).

††) Vielleicht Hauptserienlinie eines Seriensystems einfacher Linien.

Von besonderem Interesse ist ferner der an Bandenspektren beobachtete Absorptionseffekt. Er ist genauer untersucht an den Absorptionsbandenspektren von Na, K, J, Br, CaF_2, SiF_4, NO_2*). Diese Dämpfe zeigen nur im Vakuum einen Effekt, und zwar sind nur bestimmte Gruppen unter ihren Absorptionslinien aktiv, dieselben, die auch durch Resonanz zur Fluoreszenz gebracht werden können. Sie bilden Serien von nahezu äquidistanten Linien in der Skala der Wellenlängen, die unter sich wieder zusammenhängen können. Der Sinn der Drehung ist bei verschiedenen Linien verschieden. Ob der Verlauf der Drehung zwischen den einzelnen aktiven Absorptionslinien der gleiche ist, wie bei den Absorptionslinien der Linienspektra, ist noch nicht untersucht.

Die magnetoptischen Effekte haben für die Auffassung der Leuchtvorgänge in Gasen ganz besondere Bedeutung, einmal weil sie ein besonders feines und zuverlässiges Kriterium zur Prüfung der Seriengesetze und zur Auffindung zusammengehöriger Linien bilden, und dann dadurch, daß sich ohne Aufstellung zu detaillierter Hypothesen über den Emissionsvorgang unter Benutzung der von H. A. Lorentz und W. Voigt eröffneten Wege eine phänomenologische Theorie der Erscheinungen bilden läßt, die bisher die meisten wesentlichen Tatsachen der Magnetoptik quantitativ wiederzugeben gestattet. Es muß an dieser Stelle auf die Schriften von W. Voigt**) verwiesen werden. Doch sei noch hervorgehoben, daß die an Gasen beobachteten magnetoptischen Erscheinungen die Annahme zulassen, daß in den Atomen negative Elektronen von demselben Werte e/m, der auch aus anderen Versuchen bekannt ist, die eigentlichen schwingenden Gebilde sind. Bei den nicht vom Magnetfelde beeinflußten Linien und bei den Linien, die sogar magnetoptische Effekte aufweisen, die den entgegengesetzten Sinn haben wie die normalen Effekte, bedarf es freilich komplizierterer Annahmen, um das Ausbleiben des Effektes

*) Hauptsächlich durch R. W. Wood und seine Mitarbeiter. Literaturangaben in Kaysers Handbuch, Bd. V und VI unter den betreffenden Elementen. Hierzu noch: A. Heurung, Ann. d. Phys. (4) **36**, 153 (1911); (4) **37**, 1014—1046 (1912); R. W. Wood, ebenda (4) **37**, 594—597 (1912); G. Ribaut, C. R. **155**, 900—903 (1912).

) W. Voigt, Magneto- und Elektrooptik, Leipzig 1908, und eine Reihe neuerer Abhandlungen; Ann. d. Phys. (4) **40, 368—380 (1913).

bzw. seinen Sinn zu erklären. Auf gewisse quantitative Schlüsse aus den Versuchen über Rotationsdispersion soll noch eingegangen werden (§ 137).

§ 132. In engstem Zusammenhang mit den magnetoptischen Effekten stehen die Erscheinungen der Absorption und Dispersion, die man an den Linien der Linienspektra und Bandenspektra beobachtet. Im allgemeinen gehen beide parallel und folgen den Regeln der modernen Dispersionstheorien.

Absorption. Die Absorption in leuchtenden Dämpfen bietet in mehrfacher Hinsicht Interesse, zunächst durch die Größe ihres Betrages und ihre spektrale Verteilung in Abhängigkeit von Schichtdicke, Dampfdichte, Druck, Anwesenheit fremder Gase, Temperatur, dann durch den Einfluß, den sie auf das Aussehen der Spektra der Gase durch Veränderung der relativen Intensität, Umkehrung und Selbstumkehrung ausübt, weiter durch die Beziehung zur Emission, die durch das Kirchhoffsche Gesetz vermittelt wird, und endlich durch die Beziehungen zu anderen Erscheinungen, wie die anomale Dispersion, magnetoptische Effekte usw. Von den letztgenannten Zusammenhängen ist weiter noch die Rede.

Eine einigermaßen erschöpfende Darstellung dieser Gegenstände ist im Rahmen dieser Monographie nicht möglich. Es können nur einige Hauptpunkte angeführt und durch Beispiele erläutert werden, wobei der Zusammenhang mit dem Bau der Spektra an die Spitze gestellt wird.

In der Regel absorbieren die stärksten Linien der Gasspektra auch am meisten. Dies gilt besonders von den Linien der Hauptserien; allein auch die Linien der Nebenserien zeigen Absorption. Dies gilt für die Spektra der meisten Metalle, aber auch für die Linien vieler Gasspektra wie H, He. Am genauesten sind hier die Metalle Na und Hg untersucht. Die Absorption hängt freilich in der Regel von der Art der Untersuchung ab. Während manche Dämpfe, wie Na, Tl, Hg, schon bei niedriger Temperatur Linien des Linienspektrums zeigen, in der Regel die Linien der Hauptserien, absorbieren andere Körper, wie H, J, He, N nur dann in ihren Linienspektren, wenn sie durch irgend welche Hilfsmittel dazu angeregt werden, diese gleichzeitig zu emittieren. In wieder anderen Fällen erfolgt die Absorption bei gewöhnlicher Temperatur nur in Linien der Hauptserien, z. B. bei Na, Hg, und erst bei hoher

Temperatur oder Leuchterregung kommen andere Seriensysteme oder gar Außerserienlinien hinzu. Diese Absorption pflegt nach Aufhören der Erregung des Dampfes so rasch abzuklingen, daß bisher keine Messung der Abklingungszeit möglich war.

Bei den Bandenspektren sind Fälle bekannt, in denen schon bei gewöhnlicher Temperatur starke Absorption vorhanden ist. Es sind das die Gase, die sich in der Regel auch durch Erhitzung in geschlossenen Gefäßen zum Glühen anregen lassen. In anderen Fällen (z. B. Stickstoffbanden, CO-Banden, Bandenspektra der Alkalien in Flammen) ist bisher keine Absorption gemessen worden, obwohl intensive Emission bestand.

Vielfach ist die Ansicht vertreten worden, daß Dissoziations- bzw. Ionisierungsprozesse die Bedingung dafür sind, daß Linienspektra oder in Linien auflösbare Bandenspektra absorbiert werden. Das läßt sich jedoch kaum gegenüber Beispielen, wie Hg-Dampf, Tl-Dampf, Br, Benzoldampf halten*). Von der Verteilung der Absorption in den einzelnen Linien soll noch später die Rede sein (§ 137).

Der Einfluß der Temperatur auf die Absorption der Gase ist bisher nur für die ultraroten Absorptionsbanden quantitativ untersucht worden**). Für Ätherdampf, Methan, CO_2, N_2O, CO zeigte sich, daß die Absorptionsbanden mit steigender Temperatur flacher und breiter werden***). Bei anderen, nicht quantitativ untersuchten Bandenspektren, wie J, Se, S, zeigte sich eine sehr starke Zunahme der Absorption in gewissen Temperaturintervallen. In anderen Temperaturbereichen änderte die Absorption ihren Charakter, neue Banden traten auf. In diesen Fällen ist wohl sicher mit chemischen Änderungen, Dissoziationsvorgängen in den Dämpfen zu rechnen, wie Lockyer, Konen, Friedrich, Evans u. a. gezeigt haben.

Bei den Linienspektren fehlt es an exakten Untersuchungen, weil sich in der Regel die Temperatur der leuchtenden Gase nicht

*) Vgl. z. B. J. Königsberger u. K. Küpferer, Ann. d. Phys. (4) **37**, 601—642 (1912); J. Königsberger, Astrophys. Journ. **35**, 139—143 (1912); F. Burger u. J. Königsberger, Phys. Zeitschr. **13**, 1198—1199 (1912). Siehe § 137.

) E. v. Bahr, Ann. d. Phys. (4) **38, 206—222 (1912).

***) v. Bahr schließt hieraus, daß die betreffenden ultraroten Banden nicht aus einzelnen Linien bestehen, sondern kontinuierlich sind. Dieser Schluß erscheint nicht zwingend.

zuverlässig messen läßt. Doch scheint, daß die Absorption in den Linien mit der Temperatur steigt, und zwar für verschiedene Linien gleichmäßig. Sie ist in den Serien größer für Linien niedriger Ordnungszahl und nimmt mit der Ordnungszahl ab (Na, Hg *). Dasselbe ergibt sich indirekt aus den Beobachtungen über anomale Dispersion. Angeblich soll die Steigerung der Temperatur auch eine Verschiebung der einzelnen Linien hervorbringen; darüber ist jedoch nichts sicheres bekannt. In einigen Fällen ist die Verbreiterung proportional der Wurzel aus der absoluten Temperatur (siehe § 137).

§ 133. Einfluß der Dichte, des Druckes und fremder Gase auf die Absorption. Der Einfluß der beiden zuerst genannten Faktoren ist schwer zu trennen. Die ultraroten Absorptionsbanden einer Reihe von Gasen **) hängen in ihrer Intensität nur von dem Gesamtdruck, nicht von dem Partialdruck ab. Die Absorption nimmt mit dem Gesamtdruck ab, auch wenn man das Produkt aus Schichtdicke in den Partialdruck konstant hält. Daneben besteht ein spezifischer Einfluß des zugesetzten Gases, dessen Natur jedoch nicht aufgeklärt ist.

Bei den Bandenspektren, die in Linien aufgelöst worden sind, wie z. B. den Absorptionsbanden des Na, des J und des atmosphärischen Sauerstoffs ändert sich mit dem Gesamtdruck nicht nur die Intensität der Absorption, sondern auch die Zusammensetzung des Spektrums. Einzelne Linien der Banden verbreitern sich; unter Umständen fließen alle Linien zusammen. Es kann auch vorkommen, daß die Absorption in einzelnen Linien zurückgeht***), dabei ist die Natur des neben dem absorbierenden Dampf vorhandenen Gases von Einfluß. Im Absorptionsspektrum

*) Vgl. A. Pflüger, Ann. d. Phys. (4) **29**, 789—805 (1908); L. Grebe, ebenda (4) **36**, 834—840 (1911); Phys. Zeitschr. **11**, 1121—1122 (1910).

) G. Hertz, Verh. d. D. Phys. Ges. **13, 617 (1911); H. Rubens u. E. Ladenburg, ebenda **7**, 170 (1905); K. Ångström, Ark. f. Mat., Astron. och Fysik **4**, No. 30 (1908); E. v. Bahr, Ann. d. Phys. **29**, 780 (1909); **33**, 585 (1910). Weitere Literatur in Kaysers Handbuch, Bd. III, S. 128.

***) Ch. Füchtbauer, Phys. Zeitschr. **12**, 722—725 (1911); dazu E. v. Bahr, ebenda **12**, 1167—1169 (1912).

des Na*) treten z. B., je nach dem Druck und der Natur des zugefüllten Gases, Verschiebungen, Zerlegungen, Verbreiterungen und Intensitätsänderungen der einzelnen Linien oder auch umgekehrte Effekte auf; dabei ändert sich die Gesamtabsorption und die Bandenstruktur des Spektrums. Bei einem Druck von 10 Atm. H verschwindet z. B. die Bandenstruktur gänzlich. Bei Jod**) oder Brom sind die einzelnen Linien nur bei Abwesenheit fremder Gase und niedrigem Druck sehr scharf. Spuren von Luft beseitigen viele schwächere Linien.

Der Einfluß der Dichte ist bei den verschiedenen Bandenspektren verschieden; bei einigen Bandenarten ändert sich innerhalb gewisser Grenzen der Charakter der Absorption nicht***). Dieselbe nimmt vielmehr angenähert proportional der Dichte zu. In anderen Fällen tritt jedoch eine Veränderung des Spektrums ein. Die einzelnen Linien verbreitern sich, wenn auch in verschiedenem Maße. Neue Banden treten auf†). Doch ist zu bemerken, daß ähnliche Effekte, wenigstens soweit es die Verbreiterung der Linien betrifft, zuweilen auch bei Vergrößerung der Schichtdicke wahrgenommen werden.

Der Einfluß der in Frage stehenden Faktoren auf die Linien der Linienspektra ist sehr mannigfaltig. In der Regel verbreitern sich die Absorptionslinien am stärksten bei Vergrößerung der Dichte und — bei einigen Beispielen — bei Vergrößerung der Schichtdicke. Der Druck hat dagegen geringeren Einfluß. So findet z. B. Clinkscales††) auch bei 10 Atm. Druck des beigefügten Wasserstoffgases die *D*-Linien noch völlig scharf, während freilich andere eine Zunahme der Absorption und Verbreiterung der Linien bei Anwesenheit fremder, neutraler Gase konstatieren†††). Die Entscheidung wird durch das Hineinspielen der anomalen Dispersion erschwert.

---

*) G. Clinkscales, Phys. Rev. **30**, 594—610 (1910). Weitere Literatur in Kaysers Handbuch, Bd. VI, unter Natrium (Konen).

) R. W. Wood, Phil. Mag. (6) **24, 673—690 (1912).

***) F. Lindholm, Ark. f. Mat., Astron. och Fysik **7** (1911).

†) Zur Diskussion aller dieser Punkte vgl. R. Ladenburg, Ann. d. Phys. (4) **38**, 302 ff. (1912).

††) G. Clinkscales, Phys. Rev. **30**, 594—610 (1910).

†††) K. Fredenhagen, Phys. Zeitschr. **12**, 909—911 (1911); Ch. Füchtbauer, ebenda, S. 722. Weitere Literatur in Kaysers Handbuch, Bd. VI, unter Na.

Ein Beispiel dafür, daß unter Umständen das Auftreten ganzer Serien von der Anwesenheit fremder Gase abhängen kann, bietet der Wasserstoff. Bisher sind dessen Hauptserie, die zweite Nebenserie und eine zweite, an derselben Stelle wie die erste Hauptserie endende Hauptserie [oder $VS(1) - VS(m)$?] nur gefunden worden, wenn der Wasserstoff mit Helium gemischt war*).

Zu einer Beurteilung des Verhaltens der einzelnen Serien der verschiedenen Elemente reicht gegenwärtig das Beobachtungsmaterial noch nicht. Man kann nur sagen, daß sich die Linien derselben Serie gleich verhalten, die einzelnen Seriengruppen eines Spektrums jedoch äußerst verschieden.

Außer den genannten Einflüssen bewirkt eine Steigerung des Druckes noch in der Regel eine Vergrößerung der Wellenlänge der betreffenden Linien; davon soll ferner noch die Rede sein. Dazu wird auch die Feinstruktur der Absorptions- wie der Emissionslinien durch fremde Gase, Druck und Dichte mannigfacherweise geändert.

Neben dem allgemeinen besitzen die Absorptionsvorgänge noch ein besonderes Interesse deshalb, weil sie gewisse Rückschlüsse auf die Zahl und Beschaffenheit der absorbierenden Teile gestatten. Da dasselbe für die Dispersionserscheinungen zutrifft, so soll bei ihnen davon die Rede sein (vgl. § 137).

§ 134. Der Einfluß der Absorption auf das Aussehen der Linien zeigt sich in der relativen Intensität, den Selbstumkehrungen und Umkehrungen. Da die meisten Lichtquellen inhomogen sind, sowohl was die Dichte der leuchtenden Dämpfe, wie ihre Temperatur betrifft, so hängt infolge der verschiedenen Absorption der einzelnen Lichtarten das Aussehen der Gasspektra in hohem Maße von der Gestalt und Beschaffenheit der leuchtenden Gasmassen ab. Allgemeine Regeln lassen sich hier nicht aufstellen, doch läßt sich von Fall zu Fall die Intensitätsverteilung unter gewissen Voraussetzungen z. B. mit Hilfe der von Voigt**)

*) A. Fowler, Monthly Nat. **73**, 62—71 (1912).

) W. Voigt, Ann. d. Phys. (4) **39, 1381—1407 (1912); Phys. Zeitschr. **14**, 377—381 (1913). Für Beispiele: Hg. Brotherus, Ann. d. Phys. (4) **38**, 397 (1912); W. Wichern, Diss., Göttingen 1912; K. Iwanow, Phys. Zeitschr. **13**, 1119 (1912).

unter Benutzung des Kirchhoffschen Gesetzes gegebenen Theorie berechnen *).

Da nun in sehr vielen Fällen, z. B. Flammen, Geißlerröhren bei Längsdurchsicht, die leuchtenden Schichten thermisch inhomogen sind, so folgt, daß bei genügend sorgfältiger Untersuchung die Zahl der selbstumgekehrten Linien sehr groß gefunden werden muß. Es leuchtet zugleich ein, daß für derartige beträchtlich inhomogene Lichtquellen der Kirchhoffsche Satz in seiner einfachsten Form seinen Sinn verliert; der Quotient E/A wird infolge der Veränderung der Temperatur von Schicht zu Schicht für jede Stelle der Lichtquelle und jede Wellenlänge veränderlich. Es ist also nur dann eine direkte Prüfung oder Bestätigung des Kirchhoffschen Gesetzes an einem leuchtenden Gase ausführbar, wenn dasselbe genügend thermisch homogen ist.

In den Linienspektren sind die Linien der Hauptserien meist selbstumgekehrt, aber auch manche Nebenserien sind in der Regel selbstumgekehrt, z. B. bei Tl. In manchen Spektren dagegen sind die Selbstumkehrungen sehr selten, z. B. bei Cl, Br, S. Die Selbstumkehrungen sind besonders zahlreich in den kurzwelligen Bereichen des Spektrums, wie das schon aus der elementaren Theorie des Vorganges abzuleiten ist.

Die Bandenspektra sind in der Regel weder umgekehrt noch selbstumgekehrt zu sehen. Doch gibt es Ausnahmen, wie z. B. die Banden des Cy, O, H_2O oder der Fluoride der Erdalkalien. Bei diesen kehren sich die Bandenkanten zuerst um, unter ihnen wieder zuerst die stärksten, die einzelnen Gruppen verschieden leicht. Zu einer Prüfung der Gesetzmäßigkeiten reichen die bisherigen Beobachtungen noch nicht.

§ 135. Absorption und Emission. Würde das Kirchhoffsche Gesetz für leuchtende Gase und Dämpfe in Strenge gelten, und würde man thermisch genügend homogene leuchtende Dampfschichten herstellen können, so wäre es möglich, aus einem gemessenen Verhältnis E/A die Temperatur des leuchtenden Dampfes zu berechnen oder aus bekanntem A und der Temperatur die Größe E zu finden. Da zugleich der Quotient E/A gleich

*) Hierzu auch A. Pflüger, Ber. d. D. Phys. Ges. **12**, 208—214 (1910); H. Konen, Phys. Zeitschr. **11**, 663—668 (1910).

dem Emissionsvermögen des absolut schwarzen Körpers ist, so würde man aus diesem und der bekannten Absorption den Intensitätsverlauf in einem Gasspektrum vorausberechnen können, oder auch: bei einem gegebenen Gase müßten die Werte E/A für verschiedene Wellenlängen auf den entsprechenden Kurven für den absolut schwarzen Körper liegen. Dabei ist allerdings auf die Veränderlichkeit der Gasspektra Rücksicht zu nehmen, die es mit sich bringt, daß bei verschiedener Anregung einzelne Gruppen von Linien verschwinden oder an Intensität abnehmen können und umgekehrt. Es ist daher die Folgerung nur dann richtig, wenn die Messungen stets nur auf die Emission und Absorption desselben Gebildes bezogen werden. Nach den bisherigen Erfahrungen würde man annehmen dürfen, daß eine Linienserie in einem Linienspektrum und vielleicht auch in einem Bandenspektrum eine derartige Folge darstellt. Man müßte somit bei Temperaturemission erwarten, daß das Verhältnis E/A in einer Serie ähnlich verläuft, wie die Funktion $e_{(T=const)}$ für den absolut schwarzen Körper*).

Alle diese Folgerungen sind nun geprüft worden, haben jedoch nicht zu ganz eindeutigen Resultaten geführt. Dies erklärt sich einmal aus der Schwierigkeit, praktisch homogene leuchtende und absorbierende Dämpfe herzustellen, sodann aus der Schwierigkeit, die Größen E und A zu messen und endlich aus der Schwierigkeit, leuchtende und absorbierende Dämpfe herzustellen, deren Temperatur gut meßbar und zugleich meßbar variabel ist**). Für einige Bandenspektra im Ultrarot sowie für einige metallische Emissionslinien in Flammen sind jedoch Messungen von E/A ausgeführt worden, die zu nahezu denselben Temperaturen führen, die auch direkt oder auf anderem Wege an den gleichen Lichtquellen gemessen worden sind***). Hier spricht alles dafür, daß die betreffenden Bandenspektra, z. B. die Banden der Kohlensäure im

*) Vgl. H. Kayser, Boltzmann-Festschrift, S. 38—44 (1904). Zeitschr. f. wiss. Photogr. 8, 151—156 (1910).

) Vgl. auch H. Konen u. W. Jungjohann, Astrophys. Journ. **31, 404—418 (1910).

***) F. Paschen, Ann. d. Phys. (3) **51**, 1—39 (1894); H. Schmidt, Diss., Berlin 1909; Ch. Féry, C. R. **137**, 909 (1903); W. T. David, Phil. Mag. (6) **25**, 256—270 (1913); E. Bauer, Thèse, Paris 1912; Soc. franç. d. Phys. No. 7, 5—6 (1911); C. R. **147**, 1397 (1908); **148**, 908 (1909). Die ältere Literatur in den Arbeiten der nächsten Anmerkung.

Ultrarot oder Hauptserienlinien von Metalldämpfen in Flammen im wesentlichen als Temperaturemission anzusehen sind*).

Nicht so eindeutig sind die Resultate bei elektrisch erregten Gasen. Hier zeigt sich ein Gegensatz zwischen den Bandenspektren und den Linienspektren. Erstere, z. B. die Bandenspektra des Stickstoffs und des Kohlenoxyds weisen im sichtbaren Spektrum unmerklich kleine Absorption auf; ihre Intensität wächst proportional mit der Stromstärke, so daß die Intensitätsverteilung innerhalb des betreffenden Spektrums unverändert bleibt**). Bei einer Reihe von Linienspektren, z. B. bei Wasserstoff, Sauerstoff, Argon, Helium und Quecksilber***) wächst das Verhältnis der Emission zur Absorption für die kürzeren Wellen relativ schneller als für die Glieder niedrigerer Ordnungszahl innerhalb der Serie, folgt also qualitativ den Regeln für den schwarzen Körper. Im einzelnen zeigen sich freilich viele Abweichungen. Unter ihnen sei besonders hervorgehoben, daß sich die einzelnen Glieder einer Komplexserie, z. B. einer Tripletserie verschieden verhalten†). Im Glimmlicht und in den Kanalstrahlen treten abweichende Verhältnisse ein††).

Auch für verschiedene Stellen derselben Linie sind Messungen vorgenommen worden. Hier vertritt R. Ladenburg die Ansicht, daß auch unter Verhältnissen, bei denen die Inhomogenität der absorbierenden oder leuchtenden Schicht anscheinend geringfügig ist, das Verhältnis E/A für verschiedene Stellen derselben Linie verschiedene Werte haben kann†††).

---

*) Vgl. auch K. Iwanow, Phys. Zeitschr. **13**, 1118 (1912).

) J. Kyll; Diss., Münster 1909; W. Jungjohann, Diss., Münster 1910; Zeitschr. f. wiss. Photogr. **9, 84—168 (1910); J. Schwedes, Diss., Münster 1912; ebenda **11**, 169—204 (1912). Hier auch die Literatur bis 1912.

***) Außer der schon genannten Literatur besonders A. Pflüger, Ann. d. Phys. (4) **26**, 789—805 (1908); R. Küch u. T. Retschinsky, ebenda (4) **20**, 563—583 (1906); L. Grebe, ebenda (4) **36**, 834—840 (1911); P. G. Nutting und O. Tugman, Bull. Bur. of Standards **7**, 49—70 (1911); Astrophys. Journ. **31**, 62—75 (1910).

†) L. Grebe, Ann. d. Phys. (4) **36**, 834—840 (1911); Phys. Zeitschr. **11**, 1121—1122 (1910).

††) L. Vegard, Ann. d. Phys. (4) **39**, 111—169 (1912).

†††) R. Ladenburg, Phys. Zeitschr. **12**, 5 (1911); **14**, 195—198 (1913). Für weitere Schriften siehe die Literaturangaben bei J. Kyll, Diss., Münster 1909 usw.

Im ganzen muß man sagen, daß die Ergebnisse der Messungen nicht ungünstig für die Annahme von Temperaturemission bei Gasen sind. Es scheint, daß die Zahl der Fälle, in denen die Erscheinungen wenigstens qualitativ den Regeln der Temperaturemission für die festen Körper folgen, beträchtlich ist, und daß man berechtigt ist, diese Anschauung in weit ausgedehnterem Maße auf das Leuchten der Gase und Dämpfe anzuwenden, als vielfach unter dem Eindruck der Erfahrungen über Lumineszenzvorgänge angenommen worden ist.

In neuester Zeit hat Pringsheim*) gezeigt, daß auch auf Grund theoretischer Erwägungen erwartet werden muß, daß der Intensitätsverlauf bei lumineszierenden Gasen dem Planckschen Strahlungsgesetz folgt, wenn das Gas sich im Strahlungsgleichgewicht befindet, als homogen angenommen wird, und wenn das Absorptionsvermögen bzw. Emissionsvermögen von der Strahlungsdichte unabhängig ist; dann gilt auch quantitativ das Kirchhoffsche Gesetz. Nur braucht die auf diesem Wege ermittelte „Temperatur" nicht mit der auf gewöhnlichem Wege bestimmten identisch zu sein. Bezeichnet man die letztere mit T, die auf formalem Wege eingeführte Temperatur des leuchtenden Gases mit T_1, so wird der Betrag $(T_1 - T)/T$ ein Maß für den Grad der Lumineszenz sein. Weiter würde folgen, daß man auch beim Nachweis der quantitativen Gültigkeit der Gleichung $E/A = e_{\lambda T}$ für einen beliebigen Wert von T nur dann Temperaturemission annehmen dürfte, wenn der Wert von T mit der direkt gemessenen Temperatur identisch ist. Es bleibt hierbei freilich der Unterschied im Verhalten verschiedener Linienserien unerklärt.

§ 136. Anomale Dispersion. Dämpfung. Linienbreite. Daß die Banden von Absorptionsbandenspektren anomale Dispersion hervorrufen, ist seit den Anfängen der Untersuchungen über anomale Dispersion bekannt. In neuerer Zeit ist dann auch festgestellt worden, daß die einzelnen Absorptionslinien in Bandenspektren, z. B. im Spektrum des Jod, Brom, NO_2, anomale Dispersion bedingen**). Dieselbe hat den gleichen Charakter wie die anomale

*) E. Pringsheim, Phys. Zeitschr. **14**, 129—131 (1913); Jahresber. d. Schles. Ges. f. Vaterl. Kde. 1912, S. 93—97.

) H. Julius und B. J. van der Plaats, Zeitschr. f. wiss. Photogr. **10, 62—67 (1911); L. Puccianti, Mem. Spettr. Ital. **33**, 133—134 (1904).

Dispersion in anderen wohlbekannten Fällen, verursacht also eine Steigerung des Brechungsindex auf der roten und eine Herabsetzung auf der violetten Seite jeder Linie. Feinere Einzelheiten sind noch nicht festgestellt.

Bei den Linienspektren hat man bisher in allen Fällen, in denen eine starke selektive Absorption vorhanden ist, auch anomale Dispersion, zum Teil auch selektive Reflexion nachweisen können. Dies ist für die meisten Metalldämpfe gezeigt worden, deren Linien z. B. sich im Bogen leicht umkehren, sogar an Trabanten der Quecksilberlinien *). Es ist danach einleuchtend, daß die stärksten Linien der Hauptserien oder leicht umkehrbare intensive Linien von Nebenserien den Effekt aufweisen. Eine Unterscheidung von Linien in Klassen mit oder ohne anomale Dispersion, wie man sie wohl a priori für möglich halten konnte, hat sich bisher für Linienspektra nicht als möglich gezeigt. Besonders eingehend sind die Erscheinungen der anomalen Dispersion an den Hauptserien der Alkalien und der ersten Nebenserie des Wasserstoffs gemessen worden. Dabei sind zwei verschiedene Wege eingeschlagen worden. Man hat entweder den Verlauf der Absorption in unmittelbarer Nähe einer Linie, z. B. der Wasserstofflinie H_α oder der D-Linien möglichst genau gemessen, oder man hat durch Berücksichtigung einer größeren Zahl von Gliedern derselben Serie eine für ein großes Stück eines Spektrums gültige Dispersionsformel aufgestellt. Der Vergleich mit den Formeln der Dispersionstheorie hat dann gezeigt, daß der Verlauf der Dispersion durch die Formeln innerhalb der Beobachtungsfehler richtig dargestellt wird. So ergibt sich die Berechtigung, die in die Dispersionsformeln eingehenden Größen, wie die Zahl der absorbierenden Zentren pro Volumeinheit oder den Dämpfungsfaktor, in ihrer Abhängigkeit von Dampfdichte und Temperatur direkt mit den Beobachtungsdaten zu vergleichen und so Rückschlüsse auf die Zahl und Natur der leuchtenden Teilchen in den Gasen zu ziehen. Wie bereits erwähnt, liefern die Absorptionstheorien auch direkt ein Mittel zum gleichen Zwecke (siehe weiter unten), so daß man einen verhältnismäßig zuverlässigen Weg findet, um Aussagen über die bei gegebenen Bedingungen vorhandene Zahl emittierender Teilchen zu machen.

*) P. P. Koch und W. Friedrich, Phys. Zeitschr. **12**, 1193—1197 (1912).

Allerdings ist bei dieser Anwendung im Auge zu behalten, daß die Dispersionstheorie nicht unmittelbar in ihrer gewöhnlichen Form angewendet werden darf. Denn wenn man, wie das in der Regel geschieht, annimmt, daß jede Serie aus unendlich vielen Gliedern bestehe, so würden in den Formeln der Dispersionstheorie, die für jeden Absorptionsstreifen ein Glied besitzen, unendlich viele Glieder zu berücksichtigen sein. Dies würde jedoch zu unmöglichen Konsequenzen führen; darauf hat zuerst G. A. Schott hingewiesen *). Dann hat Cl. Schaefer **) die Frage eingehend untersucht. Er zeigt unter anderem, daß die Koeffizienten der einzelnen Glieder der Dispersionsformel nicht mehr direkt proportional der Zahl der Dispersionselektronen pro Volumeinheit gesetzt werden können, derart, daß man aus dem Verhältnis der Zähler der fraglichen Brüche ohne weiteres das Verhältnis der Anzahl der betreffenden Dispersionselektronen erhalten würde (bei Annahme des gleichen Wertes e/m für alle Absorptionsstreifen), daß vielmehr in die Koeffizienten noch Funktionen eingehen müssen, deren Betrag von einer gewissen Stelle ab schnell abnimmt, auch wenn die Zahl der Dispersionselektronen für alle Linien gleich ist. Es ist daher nicht möglich, aus dem Vergleich der fraglichen Koeffizienten Schlüsse auf das Verhältnis der Zahl der dispergierenden Teilchen zu ziehen. Daran ändert sich nichts, wenn man die Zahl der Serienglieder nur sehr groß, nicht jedoch unendlich setzt.

Im ganzen darf man jedoch nicht vergessen, daß die Stärke der Dispersions- und Absorptionstheorien gerade in ihrem phänomenologischen Charakter liegt, der es gestattet, die einzelnen in die Formeln eingehenden Größen auf sehr verschiedene Weise zu interpretieren. Man wird also auf dem angegebenen Wege über Aussagen allgemeiner Art nicht herauskommen ***) und namentlich über den Mechanismus der Emission und Absorption bzw. der Dämpfung keinen Aufschluß gewinnen können. Dazu kommt die

*) G. A. Schott, Phys. Zeitschr. **9**, 214 (1908); Nature **77**, 413 (1908); **78**, 55 (1908); N. R. Campbell, Nature **78**, 55 (1908).

) Cl. Schaefer, Ann. d. Phys. (4) **28, 421—435 (1909); (4) **29**, 715—722 (1909).

***) W. Wien, Encyclop. der math. Wiss. V, 3, 354 (1909), sagt geradezu: „Die Benutzung der Dispersionstheorie zum Vordringen in die allgemeineren Strahlungsvorgänge verspricht keinen Erfolg".

Schwierigkeit der Bestimmung der einzelnen zur Berechnung erforderlichen Daten. Es kann daher nicht verwundern, wenn im einzelnen große Abweichungen in den Folgerungen auftreten. Ich führe zur Erläuterung drei Beispiele an, bei denen zugleich die Untersuchungen über die Intensitätsverteilung in Absorptions- und Emissionslinien berücksichtigt werden.

§ 137.

H*): Der Verlauf der Dispersion in elektrisch erregtem Wasserstoff in der Nähe von H_α entspricht der Theorie und läßt sich durch eine Kurve $n = n_0 + D/(\lambda - \lambda_0)$ darstellen. Die Größe D wächst proportional mit der Stromstärke und läßt sich der Zahl der Dispersionselektronen proportional setzen. Man kann ferner, ohne auf Widersprüche zu stoßen, diese Zahl der Zahl der absorbierenden Zentren (Atome oder Moleküle) proportional setzen. Der Effekt hängt vom Druck ab. Die Zahl der Dispersionselektronen wächst mit diesem bei gleichbleibender Stromstärke. Setzt man für D seinen theoretischen Ausdruck aus der Voigtschen Theorie ein und für e/m sowie c die normalen Werte, so findet man für die Zahl der Dispersionselektronen pro Volumeinheit Werte von der Größenordnung $1{,}7 \cdot 10^{12}$, also 10000 bis 100000 mal kleiner als die Zahl der Moleküle pro Volumeinheit. Die Dispersion ist bei der Linie H_β bedeutend geringer. Ein Einfluß des Dämpfungsfaktors ließ sich nicht nachweisen, so daß Ladenburg alle Erscheinungen, einschließlich der Verbreiterung, auf die Veränderung der Zahl der spergierenden oder absorbierenden Zentren zurückführt. Auch die Untersuchung der Rotationspolarisation führt zu ähnlichen Schlüssen.

Hg: Daß neben den Hauptlinien auch deren Trabanten anomale Dispersion hervorrufen, ist bereits erwähnt worden; die ultraviolette Absorptionslinie λ 2536 bringt gleichfalls anomale Dispersion hervor **). Dieselbe wächst jedoch bedeutend langsamer als der Dampfdruck bzw. die Dampfdichte, so daß der Schluß gezogen werden muß, daß nur ein Teil der bei gewöhnlicher Temperatur vorhandenen Moleküle an der Dispersion beteiligt ist, und daß der Anteil der dispergierenden Moleküle bei niedriger Temperatur prozentual höher ist, als bei höherer

*) R. Ladenburg, Ann. d. Phys. (4) **38**, 249—319 (1912); Phys. Zeitschr. **10**, 497 (1909); **12**, 10 (1911); Jahresber. d. Schles. Ges. v. Cult. 1911, IIa, 1—12 (1911); Habilitationsschrift, Breslau 1909; R. Ladenburg u. St. Loria, Verh. d. D. Phys. Ges. **10**, 858 (1908).

) R. W. Wood, Phys. Zeitschr. **14, 191—195 (1913); **10**, 466—471 (1909).

Temperatur. Die Anwesenheit fremder Gase verstärkt die Absorption. Hohe Temperatur zerstört die Fluoreszenzfähigkeit, nicht die Absorption. Der Dampf reflektiert zugleich selektiv *).

Alkalien. Sowohl die Bandenspektra sowie die Linienspektra bringen anomale Dispersion hervor. Dieselbe ist jedoch bedeutend geringer für die Bandenlinien, so daß sie praktisch nicht in Betracht kommt gegenüber der durch die Linien der Hauptserien verursachten Dispersion. In den Hauptserien nimmt die Dispersion schnell mit der Ordnungszahl ab, so daß sie für $P(2)$ 250 bis 500 mal kleiner ist als für $P(1)$ **). Für Rubidium lautet z. B. die unter Berücksichtigung der vier ersten Paare von Bevan aufgestellte Dispersionsformel:

$$n-1 = \frac{0{,}90\,\lambda^2}{\lambda^2-7950^2} + \frac{2{,}71\,\lambda^2}{\lambda^2-7806^2} + \frac{2{,}5\,.\,10^{-3}\,\lambda^2}{\lambda^2-4215^2} + \frac{7{,}5\,.\,10^{-3}\,\lambda^2}{\lambda^2-4202^2}$$
$$+ \frac{3{,}3\,.\,10^{-4}\,\lambda^2}{\lambda^2-3592^2} + \frac{10{,}0\,.\,10^{-4}\,\lambda^2}{\lambda^2-3587^2} + \frac{10^{-4}\,\lambda^2}{\lambda^2-3351^2} + \frac{3{,}0\,.\,10^{-4}\,\lambda^2}{\lambda^2-3349^2}.$$

Formeln dieser Art stellen den Verlauf der Dispersion bei den Alkalidämpfen im allgemeinen im Einklang mit den Messungen dar, und zwar sowohl außerhalb der Linienpaare wie zwischen ihnen. Die Koeffizienten der einzelnen Glieder in den Dispersionsgleichungen wachsen mit der Temperatur, allein nicht gleich schnell. Vielmehr wachsen die Koeffizienten der höheren Glieder schneller als diejenigen der Glieder, die sich auf Hauptserienpaare mit niedriger Ordnungszahl beziehen. Aus diesem Umstand und der schnellen Abnahme der Koeffizienten wird von manchen auf eine Verschiedenheit in der Natur oder relativen Anzahl der die einzelnen Linien absorbierenden Zentren geschlossen. Nach den Darlegungen des letzten Paragraphen dürfte dieser Schluß jedoch nicht zwingend sein.

Besonders eingehend ist die anomale Dispersion in der Nähe der D-Linien des Natriumdampfes untersucht worden. Wood, Puccianti, Schön, Bevan, Loria, Ladenburg, Roschdestwensky ***) haben Messungen angestellt, um möglichst nahe an die Absorptionslinie heran zu kommen. Dabei zeigte sich, daß der Verlauf durch eine Sellmeiersche Formel mit einer Genauigkeit von $\pm$ 2,5 Proz. richtig dargestellt wird, abgesehen von gewissen Abweichungen, die von Roschdestwensky als systematisch angesehen werden. Bei einer Veränderung der Dampfdichte im Verhältnis 1 : 50 bleibt das Verhältnis der beiden Dispersionskoeffizienten für die beiden D-Linien innerhalb der Messungsfehler konstant (cr = 2). Ungefähr dieselbe Zahl wird auch durch die indirekten Methoden geliefert, während sie für das

*) R. W. Wood, Phys. Zeitschr. **10**, 425—429 (1909).

) P. V. Bevan, Proc. Roy. Soc. (A) **83, 421—428 (1910); **84**, 209—225 (1910); **85**, 54—58, 58—76 (1911).

***) Literaturangaben in Kaysers Handbuch, Bd. VI, S. 122 (Konen) unter Natrium, außerdem D. Roschdestwensky, Ann. d. Phys. (4) **39**, 307—346 (1912).

entsprechende Paar bei Rb nahe gleich 3 ist. Ob hierin eine Regel steckt, muß sich erst zeigen.

Wenn es erlaubt wäre, die für einzelne Absorptionsstreifen aufgestellten Formeln unmittelbar anzuwenden, so würde man weitere Schlüsse auf die Zahl der Dispersionselektronen und die „Dämpfungskonstante" ziehen können. Es würde dann folgen, daß die Zahl der Dispersionselektronen sehr viel kleiner wäre, als die Zahl der Atome pro Volumeinheit. Freilich würde die Zahl für jede Linie verschieden sein. Auch die Werte der Dämpfungskonstanten, wie sie aus den Dispersionsmessungen, den Messungen der Rotationsdispersion *) und der Linienbreite **) folgern würden, würden für die einzelnen Linien sehr verschieden sein, außerdem im Vakuum kleiner als bei Anwesenheit fremder Gase. Allein dies kann möglicherweise auf eine Änderung der Zahl der absorbierenden Zentren zurückzuführen sein. Es sind zudem die Messungen schwer genauer auszuführen und auch theoretisch nicht ohne Bedenken ***). Es hat daher vorläufig keinen Zweck, Zahlenwerte anzuführen.

Bei zahlreichen anderen Metallen, z. B. Ag, Cu, Ba, Sr, Ca, Mg, Zn, Cd, Hg, Al, Sn, Tl, sind von Puccianti, Ebert, Julius, Pringsheim, Geisler, Schön u. a. Versuche und Messungen über anomale Dispersion angestellt worden, die qualitativ stets mit den oben genannten Messungen übereinstimmen und zeigen, daß die selektiv absorbierenden Linien, in erster Linie die Linien der Hauptserien, anomale Dispersion liefern, die stets den gleichen Sinn hat und innerhalb von Serien mit der Ordnungszahl abnimmt.

In ähnlicher Weise wie aus dem Betrage der anomalen Dispersion oder der magnetischen Rotation lassen sich Schlüsse aus der Größe der Absorption und der Breite bzw. der Intensitätsverteilung innerhalb von Linien ziehen, wenn man für die erstere von der Dispersionstheorie †), für die letztere von einer auf dem Kirchhoffschen Gesetz und der Dispersionstheorie aufgebauten Theorie ††) ausgeht. Aus dem Verlauf des Absorptionskoeffizienten ergibt sich, daß die „Dämpfungskonstante" für alle Dämpfe mit kontinuierlicher Absorption von der gleichen Größenordnung und der Dämpfung der festen Stoffe nahe gleich ist. Mit steigender Temperatur nimmt sie zu, während der Absorptions-

*) L. Geiger, Ann. d. Phys. (4) **23**, 458 (1907); (4) **24**, 597 (1907); J. Hallo, Diss., Amsterdam 1902. Weitere Literatur in Kaysers Handbuch, Bd. VI, S. 122.

**) Siehe weiter unten.

***) Man vgl. R. Ladenburg, Ann. d. Phys. (4) **38**, 312 ff. (1912), siehe auch weiter unten.

†) J. Königsberger und K. Kilching, ebenda (4) **28**, 889—924 (1909); J. Königsberger und K. Küpferer, Phys. Zeitschr. **11**, 568—571 (1910); Dieselben, Ann. d. Phys. (4) **37**, 601—641 (1912).

††) Vgl. Hj. V. Brotherus, ebenda (4) **38**, 397—433 (1912); Phys. Zeitschr. **13**, 540 (1912); W. Voigt, Götting. Nachr. 1911, Heft 2; Ann. d. Phys. (4) **39**, 1381—1407 (1912); Phys. Zeitschr. **14**, 377—381 (1913); P. P. Koch, Ann. d. Phys. (4) **34**, 377—444 (1911); O. Schönrock, ebenda (4) **20**, 999 (1906).

streifen sich verbreitert. Bezeichnet p die Anzahl der schwingenden Teile, bezogen auf ein Molekül der Substanz, und e/m das Verhältnis der Ladung eines Elektrons zur Masse, so findet man für die kontinuierlich absorbierenden Dämpfe Werte zwischen $0{,}84 \cdot 10^7$ und $0{,}6 \cdot 10^7$, also rund die Hälfte des normalen Betrages, was der Schwingung eines Elektrons pro zwei Moleküle entsprechen würde.

Setzt man für den in einer Flamme leuchtenden Natriumdampf*) die Konstante der dämpfenden Reibungskraft ν' proportional der Zahl der absorbierenden Zentren und ebenso den Zahlenfaktor ϱ im Zähler der Dispersionsgleichung, so findet man, wie Brotherus zeigt, unter Benutzung des Kirchhoffschen Gesetzes und gewisser vereinfachender Annahmen eine Intensitätsverteilung in den Natriumlinien, die mit der experimentell gefundenen nahezu übereinstimmt. Die Abweichungen gehen in dem Sinne, daß ϱ schneller mit der Zahl der absorbierenden Zentren N wächst, als ν'.

Für unendlich dünne und homogene Schichten haben z. B. Reiche**) und W. Voigt eine Berechnung der Intensitätsverteilung in Emission und Absorption ausgeführt, die Rücksicht nimmt auf die Verbreiterung durch den Dopplereffekt, durch die Unterbrechungen des regelmäßigen Schwingungsverlaufes infolge von Zusammenstößen, ferner auf die Dämpfung im Sinne der Dispersionstheorie. Reiche folgert, daß es zwei Grenzfälle der Emission gibt. In dem einen überwiegt der Einfluß der Verbreiterung nach dem Dopplerschen Prinzip infolge der Bewegung der Gasmoleküle. In dem anderen Falle entspricht die Intensitätsverteilung der Verteilung derjenigen der Absorption nach den Dispersionstheorien. Im letzten Falle wird die Halbbreite der Linie ***) gleich der Hälfte der soeben ν' genannten Konstante; bei Berücksichtigung des Dopplereffektes allein ist die Halbbreite proportional der mittleren Geschwindigkeit der Gasmoleküle.

*) Königsberger und Küpferer vertreten die Ansicht, daß Gase und Dämpfe im normalen Zustande kontinuierliche Absorption und Emission zeigen, daß nur bei Auflösung eines Moleküls in zwei elektrisch neutrale Teile (reversible Dissoziation) ein in Linien auflösbares Bandenspektrum absorbiert wird. Bei Absorption von Linien soll eine Dissoziation in Ionen erfolgen. Diese letztere Annahme scheint mir jedoch nicht haltbar. Daß viele Absorptionsbanden liefernde Körper, wie J, Br, NO_2 usw., nicht ionisiert sind, zeigen F. Burger und J. Königsberger, Phys. Zeitschr. **12**, 1198—1199 (1912).

) F. Reiche, Ber. d. D. Phys. Ges. **15, 1—21 (1913). Eine ähnliche Theorie gibt W. Voigt, Ber. d. Münch. Akad. vom 7. Dez. 1912, Phys. Zeitschr. **14**, 377—381 (1913), für Absorptionslinien. Auf Grund unpublizierter Messungen von Richter und Messungen von Iwanow, ebenda **13**, 1112—1123 (1912), an den Emissions- und Absorptionslinien von Na schließt Voigt, daß der Intensitätsverlauf an den Rändern der D-Linien und der roten Li-Linie schneller abfällt, als die Theorie der Dispersion erwarten läßt, dagegen langsamer als die „Dopplerverteilung": $i = i_0 e^{-\alpha^{12}}$.

***) Breite, in der die Intensität auf die Hälfte sinkt.

Druckerhöhung führt die letztere Intensitätsverteilung in die erste über. In Emission und Absorption ist unter den Voraussetzungen der Rechnung die Intensitätsverteilung identisch. E/A ist konstant und von Schichtdicke und Dämpfung unabhängig. Bei Linien mit „Dispersionsverteilung" wächst die Breite schnell mit dem Produkt aus der Schichtdicke und der Zahl der leuchtenden Zentren, nicht aber bei Linien mit „Dopplerverteilung" der Intensität. In Flammen soll die Dämpfung innerhalb weiter Grenzen nur von der Zahl der leuchtenden Moleküle abhängig sein. Diese Folgerungen führen bei den D-Linien des Na-Dampfes zum Schlusse, daß in ihnen Dispersionsverteilung stattfindet. In Wasserstoff herrscht bei schwacher Anregung die „Dopplerverteilung" der Intensität *), bei starker Erregung jedoch die „Dispersionsverteilung". Auch bei den Linien der Edelgase ist die Breite proportional der Wurzel aus der absoluten Temperatur der Umgebung, wie es die „Dopplerverteilung" der Intensität verlangt **). Man vgl. Anm. 1 im Anhang.

Aus den bisherigen Untersuchungen über die Größe der Absorption, die anomale Dispersion und die Linienbreite läßt sich mit ziemlicher Sicherheit schließen: 1. daß die Absorption in Gasen stets mit anomaler Dispersion verbunden ist; 2. daß die Dispersionselektronen die gleichen sind, die durch den Zeemaneffekt als Zentren der Emission erwiesen werden; 3. daß die Zahl der emissionsfähigen Zentren in Gasen relativ zur Gesamtzahl der Gasmoleküle gering ist; 4. daß man unter Benutzung der Grundlagen der Dispersionstheorie den Intensitätsverlauf in Linien wie auch die Absorption der Gase qualitativ richtig darstellen kann; 5. daß wahrscheinlich den verschiedenen Serien verschiedene Zustände der absorbierenden oder emittierenden Moleküle entsprechen; 6. daß nicht in allen Fällen der Intensitätsverlauf in den einzelnen Linien durch den Verlauf der Absorption bedingt ist; 7. daß in vielen Fällen der Intensitätsverlauf durch die Temperatur der Umgebung gemäß dem Dopplerschen Prinzip bekannt ist.

§ 138. Einfluß des Druckes auf die Wellenlänge*).** Wie Humphreys und Mohler†) zuerst festgestellt haben, ist

*) O. Schönrock, Ann. d. Phys. (4) **20**, 995 (1906); A. Michelson, Astrophys. Journ. **2**, 251 (1895).

) Ch. Fabry und H. Buisson, C. R. **154, 1224 (1912); Journ. de Phys. (5) **2**, 442 (1912).

***) Hierzu die zusammenfassende Darstellung von W. J. Humphreys, Bull. Mt. Weather Obsery. **3**, 1—38 (1910); man findet hier eine Liste für Al, Ba, Ca, Cr, Co, Cu, Fe, La, Pb, Mg, Mn, Ni, Pd, K, Si, Sr, Ti, Mo, Zn.

†) W. J. Humphreys u. J. F. Mohler, Astrophys. Journ. **3**, 114—137 (1896). Weitere Literatur in Kaysers Handb., Bd. II, S. 322 ff. u. w. u.

die Wellenlänge des Maximums der Spektrallinien in Emission und Absorption abhängig von dem Druck des Gases, in dem sich die Lichtquelle befindet. Die Größe der Wellenlängenänderung steht in enger Beziehung zu den Serien der Linienspektra. Innerhalb jeder Serie von Einzellinien ist die Verschiebung der Linien nach Rot gerichtet, der ersten bis dritten Wellenlänge proportional und, auf die Einheit der Durchsteigerung und eine Normalwellenlänge bezogen, konstant. In verschiedenen Serien dagegen ist der Betrag der Verschiebung verschieden. Auch gibt es Linien, die nach Violett verschoben werden und solche, die gar keine Verschiebung erfahren. Endlich übt der Druck einen Einfluß auf die Intensität der Linien aus. Dabei kommt es stets auf den Gesamtdruck, nicht auf den Partialdruck an. Bei Abnahme des Druckes geht die Verschiebung nach kürzeren Wellen.

Die Bogenspektra zahlreicher Elemente sowie zahlreicher Funkenspektra sind auf den Druckeffekt untersucht worden. Es zeigt sich im allgemeinen, daß die Verschiebung für die Linien der Hauptserie am kleinsten ist, diejenige in der zweiten Nebenserie ist ungefähr viermal so groß, in der ersten Nebenserie doppelt so groß *). Im Mittel sind die Verschiebungen angenähert dem Produkte aus dem Ausdehnungskoeffizienten in die dritte Wurzel aus dem Atomvolumen proportional.

Diese Regeln gelten jedoch keineswegs allgemein, vielmehr finden sich im einzelnen zahlreiche Ausnahmen. Man übersieht das Verhalten der Linienspektra am besten an einigen Beispielen, die ich wiederum aus verschiedenen Teilen des natürlichen Systems der Elemente wähle.

Wasserstoff. H_α, H_β, H_γ und H_δ werden im Bogen in H bei Drucken zwischen $^1/_4$ und 24 Atm. außerordentlich stark verbreitert **). Bei allen Drucken ist die Verbreiterung dem Druck proportional. Sie nimmt mit der Schwingungszahl zu und ist etwa der dritten oder vierten Potenz der Wellenlänge umgekehrt proportional. Eine Messung der Druckverschiebung ist unter diesen Umständen nicht ausführbar.

Kupfer, Silber, Gold ***). Bei Kupfer nimmt die Gesamthelligkeit des Bogenspektrums mit dem Druck zu. Die Linien verbreitern

*) Dies ist merkwürdig im Hinblick auf den Zusammenhang zwischen der Hauptserie und der zweiten Nebenserie.

) R. Rossi, Astrophys. Journ. **34, 299—302 (1911). Weitere Literatur in Kaysers Handbuch, Bd. V, S. 485.

***) G. Duffield, Phil. Trans. (A) **209**, 205—226 (1908).

sich unsymmetrisch nach Rot. Dabei nehmen die Serienlinien einen bandartigen Charakter an und verschwinden bei den höchsten Drucken (etwa 200 Atm.). Die Nichtserienlinien behalten ihren Liniencharakter. Für $D(m)$ und $S(m)$ ist die Verschiebung größer als für die Nichtserienlinien; sie geht nach längeren Wellen und ist dem Druck proportional. Die Komponenten der Paare verhalten sich gleich. Die Verschiebung der Nichtserienlinien wächst mindestens mit der dritten Potenz der Wellenlänge. Hierzu kommen Änderungen der relativen Intensität. Einige Nichtserienlinien werden bei höherem Druck verstärkt. Die Linien der beiden Nebenserien verschwinden auf verschiedene Weise.

Ähnlich sind die Erscheinungen bei Ag und Au*). Bei Steigerung des Druckes wird das Linienspektrum durch ein Bandenspektrum, weiterhin durch ein kontinuierliches Spektrum ersetzt. Die Linien verbreitern sich in verschiedener Weise; man kann hier mehrere Typen unterscheiden. Einzelne Linien werden nach Violett verschoben**) oder nach Violett verbreitert und nach Rot verschoben, im Gegensatz zu dem gewöhnlichen Verhalten. Die Verbreiterungen (Flügel) zeigen oft eine bandenartige Struktur. Im Spektrum des Au finden sich drei Gruppen, deren Verschiebungen sich wie 1 : 2 : 4 verhalten.

Eisen, Titan, Chrom, Vanadium. Der Druckeffekt ist bei diesen Elementen besonders häufig untersucht worden, und zwar sowohl im Bogen***), wie im elektrischen Ofen†), wie im Funken††). Es liegt das an der astrophysikalischen Wichtigkeit der Spektra dieser Elemente. Die große Zahl der Linien gestattet hier einige Schlüsse in anderer Richtung als bei den Elementen mit wenigen Linien. Zunächst zeigt sich, daß eine direkte Beziehung zwischen dem Zeemaneffekt und der Druckverschiebung nicht besteht, wenn im allgemeinen freilich auch die Linien stärker verschoben werden, die einen größeren Zeemaneffekt zeigen. Seltsamerweise ist bei gleichem Druck die Ver-

*) G. Duffield, Proc. Roy. Soc. (A) **84**, 118—123 (1910).

) W. J. Humphreys, Astrophys. Journ. **31, 459—460 (1910). Die Regel gilt auch für NaP(2).

***) W. J. Humphreys, ebenda **26**, 18—35 (1907) (Fe); G. Duffield, Phil. Trans. (A) **208**, 111—162 (1908) (Fe); A. S. King, Astrophys. Journ. **31**, 433—458 (1910) (Fe, Cr, Ti); H. G. Gale in A. S. King, Mt. Wilson Papers II, 1, 56 (1912) (Ti); R. Rossi, Proc. Roy. Soc. **83**, 414—421 (1910) (Ti); Astrophys. Journ. **34**, 21—25 (1911) (V); Phil. Mag. (6) **21**, 499—501 (1911) (Fe); H. G. Gale u. W. S. Adams, Astrophys. Journ. **35**, 10—45 (1912) (Fe, Ti); Ch. E. St. John u. L. W. Ware, ebenda **36**, 14—53 (1912) (Fe).

†) A. S. King, Astrophys. Journ. **34**, 37—56 (1911) (Fe).

††) H. G. Gale u. W. S. Adams, Phys. Rev. **32**, 438—440 (1911) (Ti-Funke und Bogen); G. E. Hale u. N. H. Kent, Astrophys. Journ. **17**, 154 (1903) (Fe); W. B. Anderson, ebenda **24**, 221 (1906) (Fe); H. G. Gale u. W. S. Adams, ebenda **34**, 140, 143—144 (1912); **35**, 10—48 (1912) (Fe und Ti).

schiebung im Funken etwa 1,2 mal größer als im Bogen, für Funkenlinien 1,5 mal größer als für Bogenlinien, in einem elektrisch geheizten Ofen doppelt so groß als im offenen Bogen. Die Linien werden unsymmetrisch verbreitert, in der Regel nach Rot, und zwar um einige Tausendstel Å pro Atmosphäre. Es lassen sich Gruppen von Linien mit verschieden großer Verschiebung unterscheiden.

Andere Beispiele. Die Druckverschiebung der Linien der Linienspektra ist von großer Bedeutung für Messungen, bei denen hohe Genauigkeit erreicht werden soll. So ist die Abhängigkeit der Wellenlänge vom Unterschied des Luftdruckes in der Ebene und in höher gelegenen Observatorien nachgewiesen*). Eine besondere Rolle spielt die Druckverschiebung ferner in den Spektren der Sonne**) und mancher Sterne***). Sie ist hier eine der Ursachen für die Verschiedenheit der Wellenlängen der kosmischen Lichtquellen, z. B. der Linien des Fraunhoferschen Spektrums von den irdischen, und bewirkt zugleich, daß die Differenz von Linie zu Linie sich ändert. Umgekehrt kann die Wellenlängenänderung auch zu Druckmessungen benutzt werden.

§ 139. Die Bandenspektra weichen in ihrem Verhalten von den Linienspektren stark ab. Einige Banden, z. B. diejenigen des Stickstoffs, des Aluminiums, des Silbers, der Kohle und des Cyans†) zeigen keine Druckverschiebung. Andere dagegen, wie die Verbindungsspektra der Fluoride der Erdalkalien††), zeigen den normalen, also mit steigendem Druck nach längeren Wellen gehenden Druckeffekt. Eine Beziehung zum Zeemaneffekt besteht jedoch auch hier nicht. Bei den zuerst genannten Bandenspektren bleibt sicher die Wellenlänge der einzelnen Linien ungeändert, bei den Bandenspektren mit Druckeffekt ist über das Verhalten der einzelnen Linien nichts Näheres bekannt.

Dagegen zeigt sich an manchen Bandenspektren, deren Linien nicht verschoben werden, ein Einfluß des Druckes auf den Intensitätsverlauf der einzelnen Serien, der das Aussehen der Banden in auffälliger Weise zu verändern vermag. In der Regel sind nicht

*) Ch. St. John u. L. W. Ware, Astrophys. Journ. **36**, 203—242 (1912).

) Man sehe u. a. W. S. Adams, ebenda **31, 30—60 (1910); A. Perot, C. R. **151**, 38—41 (1910); Ch. Fabry u. H. Buisson, Astrophys. Journ. **31**, 97—120 (1910).

***) W. S. Adams, Astrophys. Journ. **33**, 64—71 (1910).

†) Siehe z. B. A. Hagenbach, Wüllner-Festschrift, S. 128—146 (1905).

††) R. Rossi, Proc. Roy. Soc. (A) **82**, 518—524 (1909).

alle Serien, aus denen sich eine Bande zusammensetzt, gleich empfindlich, vielmehr betrifft die Intensitätsänderung nur einzelne Serien, so daß dadurch der Aufbau der Banden verändert scheint. Was die eigentliche Ursache der Änderung ist, bleibt noch festzustellen. Möglicherweise handelt es sich nicht um eine direkte Wirkung des Druckes, sondern um einen sekundären Effekt, wie aus dem Vergleich mit dem Folgenden hervorgehen wird. Auch hier wird das Verhalten der Banden am besten durch einige Beispiele charakterisiert.

Stickstoffbanden. Daß die Zusammensetzung der negativen und positiven Stickstoffbanden bei niedrigem Druck und Atmosphärendruck verschieden ist, haben zuerst Hagenbach und Konen bemerkt*). Die weitere Untersuchung durch Deslandres**), Hagenbach***), Fabry und Buisson†) hat gezeigt, daß einige der Serien der negativen Banden stärker, andere schwächer werden. Über das Verhalten der Serien in den positiven Banden des Stickstoffs gehen die Angaben auseinander. Hagenbach findet, daß eine der drei starken Serien der in Vakuumröhren auftretenden positiven Banden im Bogen fehlt, während gleichzeitig die Kanten der Teilbanden, z. B. die Kanten λ 3135 und λ 3116 der Bande λ 3158 undeutlich werden. Im Gegensatz dazu finden Fabry und Buisson, daß zwei von den fünf Serien, die sie in den N-Banden einer Geißlerröhre sehen, in dem Bogen unter vermindertem Druck verstärkt sind. Die drei Autoren stimmen überein in dem Schlusse, daß es nicht der Druck allein, sondern in erster Linie die Art der elektrischen Anregung sein müsse, die den Unterschied bedingt.

Daß dies zweifellos zutrifft, zeigt nebenstehende Fig. 32, in der man nebeneinander zwei Banden des positiven Stickstoffspektrums sieht. Es ist beide Male die gleiche Röhre benutzt worden; nur wurde das eine Mal der Stickstoff durch die Entladung eines Induktoriums angeregt (oben), das andere Mal durch Gleichstrom. Die Expositionszeit wurde so gewählt, daß an den Kanten gleiche Schwärzung eintrat. Man sieht, daß bei Gleichstromerregung††) die Intensität in den einzelnen Serien viel langsamer abfällt. Dies gilt namentlich von den langen Serien, während die kurzen Serien in der Nähe der Kante nahezu unbeein-

*) A. Hagenbach u. H. Konen, Phys. Zeitschr. **4**, 227 (1903).

) H. Deslandres, C. R. **139, 1174—1180 (1904); **140**, 917—920 (1905).

***) A. Hagenbach, Wüllner-Festschrift, S. 128—146 (1905); Phys. Zeitschr. **10**, 649—657 (1909); **12**, 1015—1020 (1911).

†) Ch. Fabry u. H. Buisson, Journ. de phys. (4) **9**, 929—964 (1910).

††) H. Konen u. W. Jungjohann, Astrophys. Journ. **32**, 141—153 (1910); Verh. d. D. Phys. Ges. **12**, 145—156 (1910).

fluß bleiben. Weitere Unterschiede erklären sich dadurch, daß die Banden bei Gleichstrombetrieb übergreifen.

Vielleicht noch auffallender zeigt sich die gleiche Erscheinung an den Banden der ersten, positiven Stickstoffgruppe. In der folgenden Fig. 33 sind wiederum die Spektra derselben Röhre nebeneinander abgebildet, wie man sie mit Gleichstrom (unten), oder mit dem Wechselstrom eines Induktoriums erhält. Man sieht, daß im ersten Falle die Kanten nahezu verschwinden. Die Spektra gleichen sich bei oberflächlicher Betrachtung kaum. Bei genauerer Untersuchung zeigt sich (die Dispersion der Abbildung genügt noch nicht dazu), daß im einzelnen sich zwar die einzelnen Linien entsprechen, allein daß die Intensitätsverteilung eine durchaus andere ist. Bei der Erregung durch das Induktorium überwiegen kurze, schnell abfallende Serien, durch die die Kanten markiert werden. Übrigens bleiben die Linien des Bandenspektrums auch in einer weißglühenden Röhre vollkommen scharf*). Bemerkenswert ist auch das Auftreten der Wasserstofflinien bei Gleichstrombetrieb. Es erscheint denkbar, daß die Anwesenheit von Wasserstoff den Unterschied im Aussehen der Banden bewirkt.

In diesem Zusammenhange mag auch auf die sehr bemerkenswerten Ände-

Fig. 32.

Bande aus der zweiten positiven Gruppe des Stickstoffs. Aufnahme mit mittlerem Konkavgitter. Oben das Spektrum einer Oxydkathodenröhre bei Gleichstrombetrieb, unten bei Wechselstrombetrieb.

*) Im Gegensatz zu der Angabe Starks, Phys. Zeitschrift 7, 355—361 (1906).

rungen in der Intensitätsverteilung hingewiesen werden, die Fowler und Strutt*) im Spektrum des außerhalb der Funkenbahn nach-

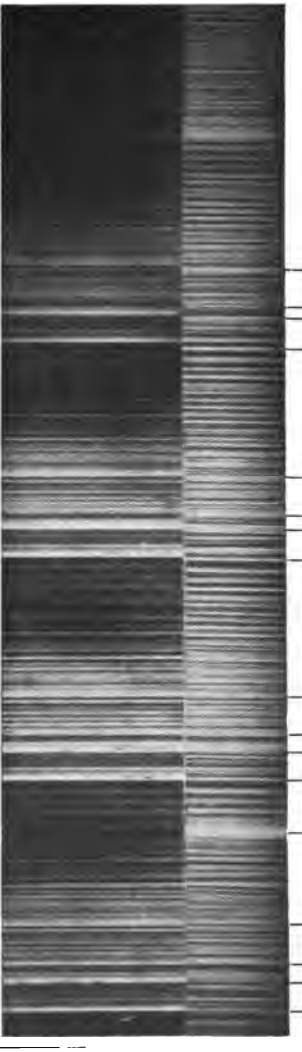


Fig. 33.

Banden aus der ersten positiven Stickstoffgruppe. Die Aufnahmen erfolgten mit derselben Röhre, einmal bei Gleichstrombetrieb (unten), dann bei Benutzung eines Induktoriums (oben). Es wurde ein kleines Konkavgitter benutzt. Bei der Vergrößerung der Aufnahmen ist nicht genau der gleiche Maßstab eingehalten worden. Infolgedessen findet nur im mittleren Teil der Bandengruppe bei λ 6544 genaue Koinzidenz der Linien statt. Die den oben sichtbaren Kanten entsprechenden Linien sind unten markiert. Man sieht bei H_α die rote Wasserstofflinie. Die in der Figur sichtbaren Linien sind alle noch zusammengesetzt.

*) A. Fowler u. R. J. Strutt, Proc. Roy. Soc. (A) 85, 377—388 (1911).

leuchtenden Stickstoffs im Vergleich zum normalen Spektrum nachweisen.

Kohlenstoff und Cyan. Runge*) und Hagenbach**) haben die Veränderlichkeit der C-Bande λ 5165 bemerkt. Im Geißlerrohr treten die Triplets stark hervor, die Paare sind schwach; im Bogen ist das Intensitätsverhältnis umgekehrt, die Paare nehmen mit dem Druck an Intensität zu, die ganze Bande verlängert sich. Bei allen Banden des Serienspektrums zeigt sich im Bogen bei vermindertem Druck ein langsamerer Abfall der Intensität als in dem Bunsenbrenner***). Es scheint also, als ob auch beim Kohlenstoff nicht der Druck allein die Ursache der Änderungen ist. Auch die Banden, die man von Kohlenstoffverbindungen im negativen Glimmlicht erhält, zeigen ähnliche Änderungen der Struktur und der Intensitätsverteilung der einzelnen Serien, wie die negativen Stickstoffbanden, wenn man den Druck verringert†).

Bei der Cyanbande λ 3884 hat zuerst Deslandres das Auftreten eines scheinbaren Minimums bei niedrigem Druck bemerkt††). Haferkamp†††) hat die Erscheinung genauer untersucht. Es zeigt sich, daß eine aus Paaren bestehende Serie, die bei gewöhnlichem Druck von der Kante aus an Intensität zunimmt (in dem Intervall zwischen den beiden ersten Kanten, vgl. Fig. 3) und das Bild der Bande beherrscht, bei etwa 10 mm ein Minimum der Intensität erreicht. Dann überwiegt eine aus einfachen Linien bestehende Serie, die ein Intensitätsminimum an der betreffenden Stelle besitzt. Auch hier scheint es sich nicht um einen reinen Druckeffekt zu handeln, denn durch Vergrößerung der Kapazität in dem zum Betriebe der Rohre benutzten Schwingungskreise ließ sich die Wirkung des verminderten Druckes kompensieren. Auch die Cy-Bande λ 4216 zeigt zwei ähnliche Minima, wenn sie bei vermindertem Druck durch die Einwirkung der „aktiven Modifikation" des Stickstoffs auf Acetylen hervorgebracht wird §). Außerdem treten an den Cyanbanden sowie der „Kohlenwasserstoffbande" bei λ 4315 Änderungen auf, die vielleicht mit Änderungen in der Intensitätsverteilung oder aber mit dem Auftreten neuer Banden zu erklären sind.

Brom. Ein kleiner Teil der Bromlinien soll proportional dem Druck verschoben werden §§).

NO_2. Ein Teil der Absorptionslinien zeigt Druckverschiebung §§).

---

*) C. Runge, Astrophys. Journ. **10**, 73—79 (1899).

**) A. Hagenbach, Wüllner-Festschrift, S. 128—146 (1905).

***) Derselbe, Phys. Zeitschr. **10**, 649—657 (1909).

†) H. Deslandres u. d'Azambuja, C. R. **141**, 917—922 (1905).

††) H. Deslandres, ebenda **139**, 1174 (1904).

†††) J. W. Haferkamp, Diss., Bonn 1909. Zeitschr. f. wiss. Photogr. **9**, 19—36 (1910).

§) R. J. Strutt u. A. Fowler, Proc. Roy. Soc. (A) **86**, 105—117 (1912). Hier weitere Einzelheiten.

§§) A. Dufour, Le Radium **5**, 86—88 (1908).

Andere Beispiele. In diesem Zusammenhange mag an die eigentümliche Beeinflussung gewisser Fluoreszenzspektra durch die Anwesenheit fremder, inerter Gase erinnert werden. Während z. B. reines Jod bei monochromatischer Anregung ein aus Serien äquidistanter Linien bestehendes Resonanzspektrum liefert, verwandelt sich dieses in ein kompliziertes Viellinienspektrum, wie man es bei Anregung durch weißes Licht erhält, sobald fremde Gase gegenwärtig sind. Die Wirkung dieser Gase hängt von ihrer chemischen Natur ab*). Helium wirkt z. B. sehr stark. Andere Gase, besonders solche von elektronegativem Charakter setzen die Intensität der Fluoreszenz herab. Die Theorie dieser Wirkung sei hier übergangen.

Aus den angeführten Beispielen geht hinreichend hervor, daß von einer bestimmten Wirkung des Druckes auf die Bandenspektra, ausgenommen in wenigen Fällen, nicht mit Sicherheit gesprochen werden kann. Allerdings hat der Druck einen großen Einfluß auf die Zusammensetzung der Bandenspektra bzw. der Intensitätsverteilung innerhalb der einzelnen Serien, allein diese Wirkung ist wahrscheinlich eine indirekte.

Selbst wenn man jedoch von dem Verhalten der Bandenspektra völlig absieht, bietet die theoretische Deutung des Druckeinflusses auf die Wellenlänge der Linienspektra die größten Schwierigkeiten. Bisher ist keine befriedigende Theorie aufgestellt worden **).

§ 140. Der Dopplereffekt an Kanal- und Anodenstrahlen. Nachdem häufig ohne Erfolg an irdischen Lichtquellen (z. B. dem Funken) nach dem Dopplereffekt gesucht worden war, ohne andere sichere Ergebnisse, als den Nachweis des Zusammenhanges zwischen der Linienbreite und der Temperatur des leuchtenden Gases in einer Anzahl von Fällen, ist es J. Stark***) geglückt, den Dopplereffekt an den Kanalstrahlen aufzufinden. Der Sinn der Verschiebung war dabei ein solcher, daß man auf

*) R. W. Wood, Phil. Mag. (6) **22**, 469—481 (1911); **24**, 673—693 (1912); Derselbe, Verh. d. D. Phys. Ges. **13**, 72—77 (1911); Derselbe u. J. Franck, ebenda, S. 78—83; 84—87.

) Man vgl. z. B. W. J. Humphreys, Bull. Mt. Weather Observ. **3, 1—38 (1910); Derselbe, Astrophys. Journ. **31**, 281—311 (1910); A. S. King, ebenda, S. 433—458; A. Stephenson, Phil. Mag. (6) **20**, 788—790 (1910); J. Larmor, Astrophys. Journ. **26**, 120—123 (1907). Dazu W. J. Humphreys, ebenda, S. 297—298; Derselbe, ebenda **35**, 268—273 (1912); O. W. Richardson, Phil. Mag. (6) **14**, 557—578 (1907); F. Sanford, Astrophys. Journ. **35**, 1—10 (1912); T. H. Havelock, ebenda, S. 304—315.

***) J. Stark, Phys. Zeitschr. **6**, 892 (1905).

eine Bewegung der leuchtenden Teilchen von der Kathode weg schließen mußte (bei Beobachtung hinter der Kathode und nach dieser hin). An der Verschiebung ist nur die Geschwindigkeitskomponente im Visionsradius beteiligt. Man beobachtet jedoch nicht nur eine einfache verschobene Linie, vielmehr zeigt die verschobene Linie eine eigentümliche Intensitätsverteilung. In der Regel findet man neben einer nicht verschobenen Linie von gewöhnlichem Aussehen eine Linie, die durch ein mehr oder minder deutliches Intensitätsminimum von der „Ruhlinie" getrennt ist und nach außen, also von der unverschobenen Linie weg, langsamer abfällt. Zahlreiche Untersuchungen von Stark selbst und vielen anderen Autoren haben weiter gezeigt, daß der Dopplereffekt für Linien sehr verschiedener Elemente erhalten werden kann, jedoch nicht für die Stickstoffbanden, und daß dabei die Intensitätsverteilung in der verschobenen Linie von Fall zu Fall wechselt. Das Maximum rückt um so weiter von der Ruhlinie ab, je schneller die Kanalstrahlen sind, d. h. je größer der Spannungsabfall (Kathodenfall) ist, den sie zu durchlaufen haben, doch erreicht die Verschiebung nicht ganz den berechneten Wert*). Gehrcke und Reichenheim**) haben nachweisen können, daß man den Dopplereffekt auch an Anodenstrahlen erhält, also an Entladungsstrahlen, die in einem hohen Vakuum von einer erhitzten Salzanode ausgehen, wenn man dafür sorgt, daß die freie Oberfläche der Salzanode sehr klein ist. In diesem Falle fehlt die ruhende Linie, die Erscheinung ist also nicht so kompliziert wie bei den Kanalstrahlen.

Zunächst schien es, als ob die Beobachtungen an Kanalstrahlen eine einfache und zu weitergehenden theoretischen Schlüssen berechtigende Deutung zuließen. Nahm man an, daß die Kanalstrahlen aus einem Schwarm schnell bewegter positiv geladener Teilchen bestehen, deren Geschwindigkeit im wesentlichen herrührt von dem Durchlaufen des Kathodenfalles, so konnte man aus der tatsächlich beobachteten Verschiebung der bewegten Linie und den elektrischen

*) Vielleicht, weil die Intensität der Strahlung der Kanalstrahlen (bewegte Intensität) wieder abnimmt, wenn die Geschwindigkeit eine gewisse Grenze überschreitet.

) E. Gehrcke und O. Reichenheim, Verh. d. D. Phys. Ges. **8, 539—566 (1906); Ann. d. Phys. (4) **25**, 861—884 (1908); O. Reichenheim, ebenda **33**, 747—762 (1910).

Daten das Verhältnis zwischen Ladung und Masse der bewegten Träger der Emission berechnen und daraus Schlüsse ziehen auf die Natur der den verschiedenen Spektren und einzelnen Serien oder Linien zukommenden Emissionsträger. Man hatte zugleich einen Hinweis darauf, daß die Träger der Emission zahlreicher Linienspektra, speziell vieler Serienspektra, positiv geladene Ionen sind oder wenigstens in vielen Fällen sein können. Auf Grund dieser Erwägungen hat dann J. Stark seine Theorie der Träger der Serienspektra aufgebaut und in vielen Abhandlungen und Streitschriften vertreten *). Die weitere Forschung über die Kanalstrahlen hat dann jedoch gezeigt, daß die Verhältnisse viel komplizierter liegen, als man anfangs annehmen konnte. Es handelt sich bei den Kanalstrahlen nicht wie bei den Kathodenstrahlen einfach um Schwärme gleichsinnig geladener und gleichsinnig bewegter Elektrizitätsträger von ungefähr gleicher Geschwindigkeit, sondern um einen Entladungsvorgang, der mit komplizierten Umladungs-, Assoziations- und Dissoziationserscheinungen einhergeht. Auch leuchten die Kathodenstrahlen nur beim Zusammentreffen mit den Molekülen des ruhenden Gases, das den Raum erfüllt, in den sie eindringen, ähnlich wie die α-Strahlen in ein absorbierendes Gas. Es ist also die Entstehung des Leuchtens der in den Kanalstrahlen wahrgenommenen Teilchen ein besonderes Problem, bei dem es absolut nicht feststeht, ob die leuchtenden Partikel im Moment des Leuchtens noch geladen sind oder geladen sein müssen. Infolgedessen läßt sich zwar sagen, daß die Änderung der Wellenlänge, die man in den Kanalstrahlen beobachtet, von einer Bewegung im Visionsradius herrührt, die sich angenähert aus den elektrischen Daten berechnen läßt. Alle weiteren Schlüsse auf die Natur der Träger sind jedoch unsicher. Dazu kommt, daß auch die Ermittelung der Geschwindigkeit selbst mit Rücksicht auf die eigentümliche und wechselnde Verteilung der Intensität in den bewegten Linien ein besonderes Problem ist, und daß die Meinungen über die Schlüsse, die man aus der durch photometrische Messung der Schwärzung an Photographien ermittelten Intensitätsverteilung der bewegten Linie ziehen kann, durchaus voneinander abweichen. Die Aufklärung der Besonder-

*) Man findet die Arbeiten, soweit sie auf die Spektra Bezug haben, unter den betreffenden Elementen in Kaysers Handbuch angeführt (Bd. V und VI). Eine ausführliche Bibliographie gibt G. S. Fulcher, Jahrb. der Radioakt. u. Elektron. **10**, 82—91 (1913).

heiten des Dopplereffektes an Kanalstrahlen erweist sich als eine Teilfrage des allgemeinen Problems der Aufklärung der Natur der Kanalstrahlen *) und kann daher nur im Zusammenhang hiermit richtig beurteilt werden. Solange auf diesem Gebiete eine Reihe von fundamentalen Fragen noch nicht eindeutig gelöst sind, würde es verfrüht sein, weitreichende Schlüsse auf die Natur des Leuchtens der Gase und Dämpfe zu ziehen. Es ist daher auch nicht angängig, zu behaupten, daß die leuchtenden Zentren der Linien in den Kanalstrahlenspektren positiv geladen seien oder gar in allen anderen Fällen des Leuchtens geladen sein müßten **). Vielmehr wird von einer Reihe der ersten Forscher auf diesem Gebiete, z. B. W. Wien, die Ansicht vertreten, daß die leuchtenden Moleküle neutral sein können. Eine Würdigung der Forschungen über Kanalstrahlen liegt außerhalb des Rahmens dieser Schrift. Ich muß mich damit begnügen, einige Beispiele zu geben, aus denen man das spektroskopische Verhalten verschiedener Elemente in Kanalstrahlen beurteilen kann. Zum Schluß sollen dann die allgemeinen Ergebnisse nochmals zusammengefaßt werden ***).

§ 141. Wasserstoff †). An diesem Element ist der Dopplereffekt am häufigsten untersucht worden. Die fünf ersten Linien der ersten Neben-

*) Es sei hier auf die Schriften von W. Wien verwiesen, ferner auch auf den Bericht von H. v. Dechend u. W. Hammer, Jahrb. d. Radioakt. u. Elektron. **8**, 34—91 (1910), in dem man die Literatur bis Ende 1910 berücksichtigt findet, unter Ausschluß der spektroskopischen Beobachtungen.

) J. Stark vertritt die gegenteilige Ansicht. Man vgl. z. B. Verh. d. D. Phys. Ges. **13, 405—416 (1911).

***) Die zahlreichen, im einzelnen bestehenden Kontroversen müssen hier übergangen werden.

†) Außer der in Kaysers Handbuch, Bd. V, S. 487, genannten Literatur: H. Baerwald, Ann. d. Phys. (4) **34**, 883 (1911); (4) **36**, 203—206 (1911); H. v. Dechend und W. Hammer, Verh. d. D. Phys. Ges. **13**, 203—205 (1911); G. S. Fulcher, Phys. Zeitschr. **13**, 224 (1912); Astrophys. Journ. **35**, 101—109 (1912); E. Gehrcke u. O. Reichenheim, Verh. d. D. Phys. Ges. **13**, 111 (1911); F. Lunkenheimer, Ann. d. Phys. (4) **36**, 134—152 (1911); (4) **37**, 823 (1912); (4) **39**, 1070 (1912); F. Paschen, ebenda (4) **37**, 599 (1912); (4) **40**, 606 (1913); E. Royds, Phil. Mag. (6) **18**, 395 (1909); J. Stark, Ann. d. Phys. (4) **36**, 859 (1911); (4) **38**, 458, 470 (1912); (4) **39**, 1185 (1912); B. Strasser, ebenda (4) **31**, 890 (1910); (4) **32**, 1107 (1910); Phys. Zeitschr. **10**, 404 (1909); L. Vegard, Ann. d. Phys. (4) **39**, 111 (1912); H. Wilsar, ebenda, S. 1251; Phys. Zeitschr. **12**, 1091 (1911); G. S. Fulcher, Phys. Rev. **34**, 231—232 (1912) u. a.

serie zeigen den Dopplereffekt. Das Minimum zwischen den ruhenden und bewegten Linien hat bei allen Gliedern der Serie die gleiche Breite. Das Verhältnis der Intensität der ruhenden zur bewegten Linie ist bei allen Linien der Serie dasselbe und unabhängig von der Geschwindigkeit. Dagegen besitzen die Gase in dem Beobachtungsraume einen großen Einfluß auf die Intensitätsverteilung und die Verschiebung der verschobenen Linie, je nach Druck und chemischer Beschaffenheit. In einem gasfreien Raume leuchten die Kanalstrahlen nicht. Damit sie zum Leuchten erregt werden, müssen Gase im Beobachtungsraume gegenwärtig sein. Diese liefern die ruhende Intensität. Die bewegte Intensität stammt aus dem Entladungsraume. Unter Umständen treten in der verschobenen Intensität drei Maxima auf, in der Regel zwei. Aus den Maximalgeschwindigkeiten würde man auf einfache Atome oder Doppelmoleküle schließen müssen. Allein der Effekt hängt von Nebenumständen, wie z. B. der Größe der Kathode, ab. Die leuchtenden Teilchen sind wahrscheinlich nicht geladen.

In der Regel ist die ruhende Linie von der bewegten durch ein deutliches Minimum getrennt *). Mit dem Kathodenfall ändert sich nicht nur die Verschiebung, sondern auch die Intensitätsverteilung der verschobenen Linie. Durch Hinzufügung von fremden Gasen zu dem Wasserstoff im Beobachtungsraume ist es möglich, das Intensitätsminimum zum Verschwinden zu bringen, so daß die ruhende und die bewegte Linie kontinuierlich ineinander übergehen. In diesem Falle gibt es also keinen Minimalwert der Geschwindigkeit, bei dem das Leuchten einsetzt. Auch in der ersten Kathodenschicht vor der Kathode zeigt sich der Dopplereffekt. Über das Verhalten des zweiten Wasserstoffspektrums liegen noch keine Beobachtungen vor.

Edelgase. An Linien von A, Ne, He ist der Dopplereffekt beobachtet worden. Er ist bei Ne **) an verschiedenen Linien verschieden, ohne Beziehung zum Zeemaneffekt. Bei A ***) ist die Verschiebung kleiner als die aus dem Kathodenfall berechnete. Bei He †) ist von Stark, Fischer und Kirschbaum der Dopplereffekt an 10 Linien nachgewiesen, die sich über die ersten Glieder der Hauptserien und der beiden Nebenserien im System einfacher Linien bzw. Paarsystem verteilen. In reinem Helium schließt sich die verschobene Intensität ohne Minimum an die ruhende Linie an; bei Zufügung von O oder J tritt ein Minimum zwischen beiden Linien auf, zugleich scheint sich

*) Man vgl. die prachtvollen Aufnahmen bei F. Paschen, Ann. d. Phys. (4) **23**, 260 (1907), aus denen das völlig gleiche Verhalten von H_α und H_β zu ersehen ist.

) E. Dorn, Phys. Zeitschr. **10, 614 (1909).

***) Derselbe, ebenda **8**, 589 (1908).

†) Derselbe, ebenda; H. Gerdien und F. Holm, Ann. d. Phys. (4) **27**, 844—858 (1908); J. Stark, A. Fischer und H. Kirschbaum, ebenda (4) **40**, 499—541 (1913); H. Rau, Phys. Zeitschr. **8**, 360 (1907).

die Verschiebung zu vergrößern. Dies gilt zunächst für die Linie λ 4472, also $D_{II}(2)$. Die Linie λ 4026, also $D_{II}(3)$, verhält sich ähnlich. Bei λ 4388, also $D_{I}(3)$, und λ 4144, also $D_{I}(4)$, ist die Verschiebung größer, der Intensitätsverlauf bei Zufügung von O und J ein anderer*). Welche Bedeutung diese Änderungen haben, bleibt noch aufzuklären.

Alkalien**). An Linien der Nebenserien ist bisher der Effekt nur angedeutet gefunden worden. Einzelne Paare der Hauptserien sind verschoben, und zwar, wie Messungen an Anodenstrahlen zeigen, beide Komponenten um den gleichen Betrag. Die Größe der Verschiebung entspricht einem positiven Ion, das den Anodenfall zu durchlaufen hat.

Erdalkalien. Der Effekt ist an Anodenstrahlen von Ca und Sr beobachtet***). Die ruhende Linie fehlt hier. In dem Paare Sr, $\lambda = 4078/4216$, $S_{II}(1)$, entspricht der aus dem Anodenfall berechnete Wert von e/m einem zweiwertigen Ion. Dasselbe gilt für die Linien H und K des Calciums, also $P_{II}(0)$ bzw. $S_{II}(1)$.

Stickstoff. Eine Anzahl Linien des Linienspektrums zeigen den Dopplereffekt, die positiven Banden dagegen nicht†).

Sauerstoff††). Der Effekt ist stark an den Linien des sogenannten elementaren Linienspektrums. Die verschobene Linie hat relativ große Intensität. Bei einigen Serienlinien zeigen sich Andeutungen des Dopplereffektes, das Minimum fehlt.

Weiter ist noch der Dopplereffekt nachgewiesen an Linien von S, Cl, J, C, Al, Hg; er erreicht in einigen Fällen ungewöhnlich große Werte, z. B. bei einer Linie des Kohlenstoffs.

Endlich sei noch bemerkt, daß die Kanalstrahlen, wenn sie im hohen Vakuum auf feste Körper treffen, z. B. Salze, Linienspektra hervorbringen, die die Serien enthalten können.

§ 142. Als gesicherte Ergebnisse der Untersuchungen über den Dopplereffekt an Kanalstrahlen in Gasen kann man wohl die folgenden Aussagen bezeichnen: Alle Linien ein und derselben

---

*) Es sei erwähnt, daß Stark, Fischer und Kirschbaum auf Grund einer Reihe von Annahmen über den Einfluß elektronegativer Gase auf Helium und einer sehr prekären Diskussion der Intensitätsverteilung in den erwähnten vier Fällen glauben den Schluß ziehen zu dürfen, daß die Träger des Systems von Einzellinien nicht nur in den Kanalstrahlen, sondern stets einwertig positiv geladen seien, die Träger des Paarseriensystems zweiwertig.

**) Literatur in Kaysers Handbuch, Bd. V u. VI, unter Li, K, Na (Konen).

***) O. Reichenheim, Ann. d. Phys. (4) **33**, 757 (1910).

†) Literatur in Kaysers Handbuch, Bd. V, unter N.

††) Außer der in Kaysers Handbuch, Bd. VI, genannten Literatur: H. Wilsar, Diss., Würzburg 1912; J. Stark, Phys. Zeitschr. **14**, 102—108 (1913).

Serie zeigen einen quantitativ gleichen Effekt. Dies gilt, soweit bekannt, auch für die einzelnen Glieder einer Paar- oder Tripletserie. Die Größe des Effektes hängt unter sonst gleichen Umständen von der Größe des Kathoden- oder Anodenfalles ab, und entspricht dieser dem Betrage nach nicht völlig. Für verschiedene Linien ist der Effekt qualitativ und quantitativ verschieden. Sichere Regeln für das Verhalten der einzelnen Teilserien eines Seriensystems oder verschiedene Seriensysteme (z. B. Systeme von Einzellinien oder Paarserien) lassen sich noch nicht aufstellen. Die Natur des Gases, in dem die Kanalstrahlen beobachtet werden, ist von Einfluß auf den Charakter und die Größe des Dopplereffektes. In einigen Spektren überwiegt der Dopplereffekt an den Serienlinien, in anderen sind es wiederum die Nichtserienlinien, die den Effekt besonders stark aufweisen. Die Größe des Effektes hängt außer von dem Atomgewicht und der Wertigkeit noch von anderen Eigenschaften der einzelnen Elemente ab. Es scheint, daß im allgemeinen alle Linien in Linienspektren den Dopplereffekt in Kanalstrahlen aufweisen, wenn auch in sehr verschiedenem Grade. Bandenspektra scheinen keinen Dopplereffekt in Kanalstrahlen zu zeigen. Dieser Satz stützt sich jedoch nur auf ein einziges Beispiel und bedarf weiterer Begründung. Das Leuchten ist die Folge des Zusammenstoßes mit den ruhenden Molekülen bzw. Atomen. Dieser erfolgt ähnlich wie beim Eindringen von α-Strahlen in ein Gas*).

Es liegt nahe, die Unterschiede der verschiedenen Dopplereffekte entweder auf verschiedene Masse oder, im Hinblick auf andere Untersuchungen an Kanalstrahlen, auf verschiedene Ladungen der bewegten Zentren zurückzuführen, und es leuchtet auch ein, daß es in der Praxis, zumal bei nicht sehr genau meßbaren Verschiebungen, stets möglich sein wird, passende Multipla einer Einheitsladung zu finden, die die vorliegende Geschwindigkeit erklären. Dabei ist jedoch zu bedenken, daß damit noch nicht der Nachweis geliefert ist, daß die betreffenden Zentren auch im Moment des Leuchtens entsprechend geladen sind. Eine Reihe von Gründen sprechen sogar dagegen. Allein, selbst wenn der Nachweis geliefert werden sollte, daß die Träger der Emission

*) G. S. Fulcher, Phys. Rev. **34**, 231—232 (1912); C. F. R. Wilson, Proc. Roy. Soc. (A) **87**, 277—293 (1912).

in Kanalstrahlen stets im Augenblicke der Emission geladen sein müßten, so wäre damit noch nicht bewiesen, daß die Ladung die notwendige Bedingung für eine bestimmte Art der Emission wäre. Es lassen sich sogar eine Reihe Gründe dafür anführen, daß dies nicht der Fall zu sein braucht.

§ 143. Weitere Effekte. Mit den genannten Effekten ist jedoch nur ein Teil der Erscheinungen genannt, die die Linien der Gasspektra individuell charakterisieren. Es kommen zahlreiche andere Untersuchungen hinzu, die hier nur genannt sein mögen: 1. Die Resonanz- oder Fluoreszenzstrahlung der Gase. 2. Die räumliche Verteilung der Emission in verschiedenen Lichtquellen, wie Bogen, Funke, Flamme, Glimmentladung, Entladungsstrahlen. 3. Der Zusammenhang zwischen der Gasemission und der Phase bei Wechselstromentladung oder Funke. 4. Der Einfluß der Selbstinduktion und anderer Faktoren in Schwingungskreisen mit Funkenstrecke. Jeder dieser Punkte soll kurz erläutert werden.

Resonanzstrahlung der Gase. Viele Gase und Dämpfe mit Linien- oder Bandenabsorption werden zur Emission angeregt, wenn sie von Licht getroffen werden, das in den Bereich ihrer Absorption fällt. Dies gilt z. B. für die Dämpfe der Alkalienmetalle (Na, K, Rb, Cs), Quecksilber, Cadmium, Brom, Jod, Schwefel, Selen und die Dämpfe einer Reihe von organischen Substanzen, unter denen besonders das Benzol und zahlreiche seiner Derivate genannt seien. Möglicherweise besitzen alle selektiv absorbierenden Gase die gleiche Eigenschaft. Da diese Emission der Gase mit der Fluoreszenz der Lösungen die Eigenschaft teilt, durch Licht hervorgerufen zu werden, so kann man sie auch als Fluoreszenz bezeichnen. Insofern die Wellenlänge des erregten Lichtes mit derjenigen des erregenden übereinstimmt, bezeichnet man die Strahlung auch als Resonanzstrahlung. Die wichtigsten bis jetzt bekannten Eigenschaften der Resonanzstrahlung sind durch die Untersuchungen von R. W. Wood aufgedeckt worden*).

*) Für die ältere Literatur siehe Kaysers Handbuch, Bd. IV, Kapitel Fluoreszenz (Konen).

Bei den Alkalimetallen*) ist zu unterscheiden zwischen der Resonanzstrahlung im Linienspektrum und derjenigen im Bandenspektrum. Die erstere erfolgt nur in den Linien der Hauptserien; sie ist nach bestimmten Regeln polarisiert, wenn die erregende Strahlung polarisiert ist, und kann entweder durch Absorption in der Linie selbst oder durch Absorption in einem höheren Gliede der Hauptserie angeregt werden. In ganz reinem Dampf fluoreszieren nur die Linien der Hauptserie. Eine Ionisierung besteht dabei, wie übrigens auch bei den anderen untersuchten Gasen (Hg, J), nicht. Die Temperatur ist von Einfluß. Bei hoher Temperatur wird das Fluoreszenzvermögen zerstört. Dies gilt auch für J, nicht jedoch für Se und S. Es scheint danach, als ob die Fluoreszenz an einen bestimmten Molekularzustand gebunden ist, der bei Se und S erst bei einer relativ hohen Umwandlungstemperatur eintritt. Sind Spuren fremder Gase anwesend, so treten neben Linien der Hauptserie die Banden des Bandenspektrums hinzu, die jedoch nur teilweise dem Absorptionsspektrum entsprechen und in ihrer Zusammensetzung von der Natur des erregenden Lichtes abhängig sind. Ist dieses monochromatisch, so werden nur einzelne Serien nahezu äquidistanter Linien des Bandenspektrums zur Emission gebracht. Es sind dies dieselben Linien, die auch die magnetoptischen Effekte aufweisen. Wird die Menge des fremden Gases weiter gesteigert, so verschwindet die Bandenfluoreszenz gänzlich. Es ist bei Anwesenheit fremder Gase möglich, die Linien der Hauptserie durch Absorption in den Banden anzuregen, und umgekehrt. Bei J und Br tritt nur Bandenfluoreszenz auf. Dieselbe ist am intensivsten, wenn fremde Gase fehlen**). In diesem Falle erfolgt bei monochromatischer

*) Außer der in Kaysers Handbuch, Bd. IV, genannten Literatur: H. Zickendraht, Phys. Zeitschr. **9**, 593—603 (1908); R. W. Wood u. T. S. Carter, Phys. Rev. **27**, 107—116 (1908); R. W. Wood, Phys. Zeitschr. **10**, 466—471 (1909); Derselbe u. F. E. Hackett, Astrophys. Journ. **30**, 339—372 (1909); L. Dunoyer, Le Radium **9**, 177—186, 209—218 (1912); vgl. außerdem Kaysers Handbuch, Bd. V und VI, unter den betreffenden Elementen.

) Man vgl. außer der in Kaysers Handbuch, Bd. IV und V (unter J), genannten Literatur: R. W. Wood, Phys. Zeitschr. **11, 1195—1196 (1910); Verh. d. D. Phys. Ges. **13**, 72—77 (1911); Phys. Zeitschr. **12**, 1204—1211 (1911); **14**, 177—189 (1913); J. Franck u. R. W. Wood, Verh. d. D. Phys. Ges. **13**, 78—83, 84—87 (1911).

Anregung die Emission von Einzellinien mit nahe gleichem Abstande, die einzeln je nach dem Bereich der von der erregenden Emissionslinie überdeckten Absorptionslinien des Dampfes in verschiedener Weise zusammengesetzt sind. Die Anwesenheit von Gasen der Heliumgruppe oder von Luft verwandelt diese Emission in die auch bei Benutzung von weißem Licht sichtbare Fluoreszenz. Gleichzeitig nimmt die Intensität der Fluoreszenz ab*). Weitere Einzelheiten seien übergangen. Im ganzen kann man sagen, daß durch die Versuche über Resonanzstrahlung die Zusammengehörigkeit der Linien der Hauptserien bestätigt wird. Der Träger ihrer Emission scheint ungeladen zu sein. Es besteht ein Zusammenhang zwischen dem Mechanismus der Linienemission und der Bandenemission. Beim Zustandekommen der letzteren spielen chemische Einflüsse, die Anwesenheit fremder Gase, eine wichtige Rolle, wie uns ähnliches schon früher bei der Beeinflussung der Absorption und der Emission durch fremde Gase begegnet ist.

§ 144. Daß die Emission der Gase in den verschiedenen Lichtquellen räumlich verschieden verteilt ist, ist seit den Anfängen der Spektroskopie bekannt und Gegenstand zahlloser Einzeluntersuchungen auf astrophysikalischem und physikalischem Gebiete geworden. So hat man gefunden, daß die verschiedenen Teile einer Flamme verschiedene Spektra geben, und zwar sowohl wenn man eine reine Flamme benutzt, wie wenn man sie mit Salz speist. In Geißlerschen Röhren unterscheidet sich die Gasemission je nach dem Druck, der Betriebsart und der Stelle der Emission; im Glimmlicht ist sie anders als im Bereiche der Kanal- oder Kathodenstrahlen. Im Bogen findet man Unterschiede, je nachdem man die Emission der Achse mit der Emission der äußeren Hüllen oder das Leuchten in der Nähe der Pole mit dem Leuchten in der Mitte vergleicht. Ähnliche Unterschiede findet man im Funken und in kosmischen Lichtquellen, z. B. verschiedenen Teilen der Sonnenatmosphäre oder Kometen. In älterer Zeit suchte man diese Unterschiede lediglich durch Änderung der Temperatur zu erklären. Neuerdings wird meist angenommen,

*) Die Regel, daß die Abnahme proportional geht mit der durch die Ionisierungsspannung gemessenen Affinität des betreffenden Gases zum negativen Elektron, scheint sich nicht zu bestätigen.

daß die leuchtenden Zentren in verschiedenen Teilen einer Lichtquelle verschiedene Zustände durchlaufen, z. B. verschieden geladen sind. Man sucht dann durch Beobachtungen über Diffusion, Wanderung im elektrischen Felde, Beeinflussung durch Beimengungen die Natur der Unterschiede festzustellen. So mannigfach indes die Beobachtungen im einzelnen sind, so wenig geklärt sind die Resultate. Aus denselben Versuchen werden von verschiedenen Autoren diametral entgegengesetzte Schlüsse gezogen. Einige Beispiele zeigen dies deutlich.

Flammen. Als Beispiel von Flammen sei hier die Bunsenflamme genannt. Während im Bereiche des inneren Kegels das Linienspektrum mit den Kohlenstoffbanden intensiv hervortritt, überwiegen in den anderen Teilen der Flamme die Banden der Kohlensäure und des Wasserdampfes. Führt man in die Flamme zerstäubte Salzlösungen ein, so zeigen sich im inneren Kegel sehr vollständige, bis ins äußerste Ultraviolett reichende Spektra der verschiedensten Elemente, wie z. B. Fe, Hg, Mn, P usw.*). Diese Spektra gleichen den Bogenspektren, enthalten aber auch Funkenlinien. Weiter nach außen findet man weniger linienreiche Spektra. So sind z. B. im unteren Teile der Flamme der Alkalien Linien von $P(m)$, $D(m)$ und $S(m)$ zu sehen. Weiter aufwärts verschwinden die Nebenserien; die Spitze zeigt nur die stärksten Linien der Hauptserien**). Die Erscheinung wird von einigen durch die Veränderung der Temperatur und der Dampfdichte erklärt, andere schließen auf eine von außen nach der Explosionszone hin wachsende elektrische Dissoziation. Namentlich Lenard***) vertritt diese Ansicht und schließt aus dem Wandern von Dampfstreifen in Flammen in elektrischen Feldern (bei Benutzung von Salzperlen), daß die Träger der Hauptserien der Alkalien ungeladen seien, während die Träger der Nebenserien ein oder mehrere Elektronen abgegeben haben. Übrigens wird dabei angenommen, daß die leuchtenden Gasteile sich in einem dynamischen Gleichgewicht befinden, so daß dasselbe leuchtende Zentrum fortgesetzt wechselnde Ladungszustände bzw. chemisch gebundene und nicht gebundene Zustände durchläuft. Die Träger der Hauptserienemission, also die elektrisch neutralen Metallatome, sollen

*) Ch. de Watteville, Thèse, Paris 1904; Phil. Trans. (A) **204**, 139—168 (1905); A. de Gramont et Ch. de Watteville, C. R. **149**, 263, 1112 (1909); Ch. de Watteville, Zeitschr. f. wiss. Photogr. **7**, 279—285 (1909); H. Auerbach, ebenda **7**, 30—39, 41—66 (1909). Ferner zahlreiche Schriften von W. N. Hartley.

) Ch. de Watteville, Phil. Trans. (A) **204, 139—168 (1905).

***) Ph. Lenard, Ann. d. Phys. (4) **17**, 197—247 (1905); Heidelb. Ber. 1911, Nr. 34, S. 1—22. Weitere Literatur in Kaysers Handbuch, Bd. V u. VI, unter den einzelnen Elementen. Vgl. besonders Na, Bd. VI, S. 123 (Konen).

durch den Zusammenstoß mit den Molekülen der Flammengase zur Emission angeregt werden. Die gleichen Schlüsse zieht auch A. Becker*). Andere legen der Einwirkung der freien Elektronen in den Flammen die größte Bedeutung bei**) und wollen das Verschwinden der Serienlinien in Haloid-Wasserstoffflammen***) durch die Herabsetzung der Zahl der freien Elektronen in Haloidflammen erklären. Wieder andere sehen hierin nur eine Wirkung des Auftretens von Verbindungen†). Die Frage nach dem Grunde der Verschiedenheit der Emission in verschiedenen Teilen von Flammen ist danach wohl noch nicht gelöst††). In vielen Fällen scheint die Verschiedenheit der Temperatur ausreichend zur Erklärung. In anderen überwiegen chemische Einflüsse. Jedenfalls ist bisher kein spektroskopisch einwandfreier Nachweis geführt, daß sich die Emission verschiedener Serien oder Teile von Banden auf bestimmte Teile von Flammen beschränkt und daß sie dort andere Träger hat als an anderen Stellen, wenn es auch wahrscheinlich ist, daß mindestens die Hauptserien in Flammen von elektrisch neutralen Metallatomen ausgestrahlt werden. Eine direkte Beziehung der Linienemission in Flammen zu deren elektrischer Leitfähigkeit besteht nicht†††).

Bogen. In den verschiedenen Teilen eines Gleichstrombogens zwischen Metall- oder Kohlestäben ist die Emission sehr verschieden. In der Nähe der Elektroden, besonders häufig an der negativen Elektrode, findet man die Funkenlinien§), und zwar bei den meisten Metallen

*) A. Becker, Heidelb. Ber. 1911, Nr. 7, S. 1—20.

) J. Franck u. P. Pringsheim, Verh. d. D. Phys. Ges. **13, 328—334 (1911). Hierzu zahlreiche Schriften von K. Fredenhagen, vgl. Kaysers Handbuch, Bd. VI, S. 123.

***) Literatur in Kaysers Handbuch, Bd. VI, S. 123; dazu A. Harnack, Diss., Leipzig 1911; Zeitschr. f. wiss. Photogr. **10**, 281, 313 (1912).

†) Hierzu auch F. Haber, Thermodynamik technischer Gasreaktionen, München 1905, und zahlreiche Arbeiten Habers und seiner Schüler, z. B. W. Allner, Diss., Karlsruhe 1905; F. Haber u. F. Richardt, Zeitschr. f. anorg. Chem. **38**, 309 (1904); F. Haber, Zeitschr. f. Elektrochem. **14**, 571 (1908); Zeitschr. f. phys. Chem. **68**, 726 (1910).

††) Man vgl. auch W. N. Hartley, Trans. Roy. Dubl. Soc. (2) **9**, 85—138 (1908).

†††) Vgl. z. B. E. Beckmann u. P. Waentig, Zeitschr. f. phys. Chem. **68**, 385—439 (1909); für die ausgedehnte Literatur über diesen Punkt vgl. Kaysers Handbuch, Bd. VI, S. 123, u. Bd. II, S. 164; ferner O. W. Richardson, Phil. Mag. (6) **20**, 981 (1911); H. A. Wilson, ebenda (6) **21**, 711—718 (1911); G. Ebert, Diss., Heidelberg 1911; P. Lenard, Heidelb. Ber. 1911, Nr. 34, S. 1—11. (Hier eine zusammenfassende Darstellung.)

§) Einzelheiten und die ältere Literatur (Duffield, Rossi, Fabry u. Buisson, Hagenbach) bei H. Könemann, Diss., Münster 1913, u. W. Huppers, Diss., Münster 1913.

und um so stärker ausgeprägt, je weiter man ins Ultraviolett geht. Doch ist die relative Intensität der Funkenlinien im Bogen eine andere als im Funken. Ein eindeutiger Zusammenhang zwischen Anodenfall und Kathodenfall bzw. Potentialverteilung oder Temperatur läßt sich nicht feststellen. Doch scheint es, wie in anderen Fällen des Auftretens von Funkenlinien, daß diese an eine Dissoziation der Atome, vielleicht elektrischer Art geknüpft sind, wie man das schon früher häufig angenommen hat.

In der äußeren Hülle (Aureole) des Bogens findet man vorzugsweise Bandenspektra*) neben den stärksten Linien der Bogenspektra. Das Spektrum gleicht im ganzen dem Spektrum einer Wasserstoff-Sauerstoffflamme.

Geht man von der äußeren Hülle des Bogens zu seiner Achse, so wird das Spektrum immer linienreicher. Dies übersieht man am einfachsten mit Hilfe der zuerst von Lockyer benutzten Methode der „langen und kurzen" Linien. Dazu projiziert man ein Bild des Bogens so auf den Spalt, daß dieses senkrecht auf der Achse des Bogens steht. Bei Benutzung eines anastigmatischen Spektrographen erhält man alsdann ein Bild, in dem die längsten Linien der äußeren Hülle des Bogens, die kürzesten dem Kern entsprechen. Eine andere Methode der Untersuchung besteht darin, mittels geeigneter Spektrographen monochromatische Bilder des Bogens zu entwerfen. Jeder Linie entspricht alsdann ein Bild des Bogens, und man übersieht ohne weiteres die Verteilung der betreffenden Emission. Lenard, Puccianti, Li Fo Ki, Kayser, La Rosa, Fabry und Buisson, sowie Oellers**) haben nach dieser Methode die Emission zahlreicher Bogenflammen untersucht. Während nun Lenard und Puccianti zu dem Schluß kommen, daß die Emission verschiedener Linien, z. B. der Linien der verschiedenen Serien im Bogen, die Gestalt von Hohlflammen oder Hohlbechern hat, die sich, zum wenigsten bei den Alkalien und einigen Metallen der Erdalkalien, ineinander einfügen, so daß die innersten Hohlflammen den Nebenserien, die äußeren, diese umgebenden, den Hauptserien angehören, und während Lenard daraus den Schluß zieht, daß die äußeren, Hauptserienflammen, den neutralen Metallatomen, die inneren den Atomen entsprechen, die nach Verlust von ein oder zwei Elektronen positiv geladen sind, kommen andere Beobachter, wie Kayser, zum Schluß, daß gar keine Hohlflammen vorliegen, daß vielmehr durch passende Wahl der Expositionszeit, also Ausgleich der verschiedenen Intensität der Emission die verschiedenen Flammen

*) H. Hertenstein, Zeitschr. f. wiss. Photogr. **11**, 69—87, 119—133 (1912); A. Hagenbach u. H. Hertenstein, Arch. de Genève (4) **31**, 549—550 (1911).

) H. Oellers, Diss., Münster 1912; Zeitschr. f. wiss. Photogr. **10, 374—432 (1912). Man findet hier die gesamte Literatur angeführt und besprochen. Siehe auch Kaysers Handbuch, Bd. VI, unter Natrium (Konen).

einander völlig gleich gemacht werden können. Nun hat La Rosa gezeigt, daß bei der üblichen Benutzung von Salzen auf Kohleelektroden zur Erzeugung der Metallspektra eine Komplikation durch die Bildung von Karbiden bzw. das Auftreten der Emission des Cyans herbeigeführt wird. In der Nähe der positiven Elektrode überwiegt bei geringer Dampfmenge des Metalls die Emission des Cyans*). So entstehen Hohlflammen. Es haben daher die Versuche von Oellers besondere Beweiskraft, bei denen Metallelektroden benutzt worden sind. Hier zeigt sich, daß die Emission der Linien am stärksten ist an den Polen bzw. an einem der Pole**), daß sie von den Polen nach der Mitte und von der Achse des Bogens nach der Peripherie abnimmt. Die Größe der Flammenbilder richtet sich nach der Intensität der Serien, denen sie angehören. Die Flammenbilder der „längsten Linien" sind auch die größten. Im Gegensatz zu den Linien pflegen die Banden nicht an den Polen, sondern in der Mitte zwischen den Elektroden am intensivsten zu sein. Im einzelnen zeigt die Verteilung der Emission und die Gestalt der einzelnen Bilder manche Eigentümlichkeiten, die ich hier übergehe, wie auch den Einfluß fremder Gase***) und einer Verminderung des Druckes auf die Verteilung der Emission im Bogen†).

Funke. Von dem Funken gelten ähnliche Aussagen wie von dem Bogen. Die Emission der Metallinien findet hier in Dampfstrahlen statt, die bei jeder Periode der einzelnen Schwingungen abwechselnd aus den Elektroden hervorbrechen und sich mit verschiedener Geschwindigkeit zur Mitte des Bogens hin bewegen. Die Materie der Bogenlinien bewegt sich dabei schneller als diejenige der Funkenlinien. Unter Umständen kann auch die die langen Linien aussendende Materie als Wolke zwischen den Elektroden verharren und an allen Entladungen teilnehmen. Auch die Dauer des Leuchtens ist verschieden; die Bogenlinien leuchten länger nach††). In anderen Atmosphären als Luft werden einzelne Linien verstärkt, andere geschwächt. Das erstere gilt

---

*) M. La Rosa, N. Cim. (5) **20**, 341—354 (1911).

**) Bei verschiedenen Metallen wechselt der bevorzugte Pol.

***) Vgl. besonders A. S. King, Astrophys. Journ. **18**, 129—150 (1903); H. Crew, ebenda **12**, 167—175 (1900), R. A. Porter, ebenda **15**, 274—281 (1902): H. Konen, Ann. d. Phys. (4) **9**, 742—780 (1902); O. Basquin, Astrophys. Journ. **14**, 1—16 (1901). Die Serienlinien verhalten sich anders als die Kombinations- und Funkenlinien.

†) Vgl. A. Hagenbach, Phys. Zeitschr. **10**, 649—657 (1909); A. Fabry u. Ch. Buisson, Journ. de phys. (4) **9**, 929—954 (1910); M. La Rosa, Ann. d. Phys. (4) **40**, 542—550 (1913).

††) A. Schuster u. G. Hemsalech, Phil. Trans. (A) **193**, 189—213 (1899); Ch. Schenk, Astrophys. Journ. **14**, 116—135 (1901); S. R. Milner, Phil. Trans. (A) **209**, 71—87 (1908); A. Batelli u. L. Magri, Mem. R. Acc. dei Lincei (4) **7**, 597—617 (1909).

namentlich für die Funkenlinien (z. B. Mg 4481) und Wasserstoffatmosphären oder den Funken unter Wasser*).

Entladungen in verdünnten Gasen. Besonders mannigfaltig ist die Verteilung über die Entladungsbahn in verdünnten Gasen. Die Zahl der Einzelbeobachtungen ist hier ungeheuer, ohne daß durchgreifende und allgemein anerkannte Regeln gefunden worden wären. Ich beschränke mich daher auf einige Hinweise. Über die Emission der Kanalstrahlen gehe ich weg, da sie bereits ausführlich besprochen ist. Kathodenstrahlen leuchten nicht selbst, allein sie erregen im negativen Glimmlicht Emissionen, die sowohl aus Serienlinien wie Funkenlinien bestehen können. In der Regel treten die letzteren im negativen Glimmlicht besonders hervor**). Daneben findet man auch Bandenspektra, die zum Teil vorzugsweise im Bereich der Kathodenstrahlen auftreten, wie die sogenannten negativen Bandenspektra von N, O, C. Das Auftreten dieser Spektra ist jedoch keineswegs auf das negative Glimmlicht beschränkt, wie meist behauptet wird. Die Intensitätsverteilung einer Serie im negativen Glimmlicht ist verschieden von derjenigen in den Kanalstrahlen oder in der positiven Säule. Die Hauptserien sind unter Umständen im negativen Glimmlicht sehr schwach**) gegen die Nebenserien, deren Intensität ihrerseits stark von der Anwesenheit fremder Gase abhängt. Mit der Geschwindigkeit der Kathodenstrahlen ändert sich die Intensitätsverteilung innerhalb der Serien. Es ist aus diesen Gründen wiederholt die Ansicht ausgesprochen worden, daß die Emission nicht nur im negativen Glimmlicht, sondern allgemein in elektrisch erregten Gasen durch den Stoß schnell bewegter negativer Elektronen verursacht werde***). So sollen z. B. die schnellsten Elektronen die Funkenlinien erzeugen, langsamere die Nebenserien, noch langsamere die Hauptserien. Mit der Geschwindigkeit der Elektronen soll auch die Intensitätsverteilung im Spektrum variieren, mit steigender Geschwindigkeit sollen die kürzeren Wellen an Intensität gewinnen. Freilich bleibt nachzuweisen, daß der Zusammenstoß der Atome mit den Elektronen die direkte Ursache des Leuchtens der ersteren ist, und daß er eine notwendige Bedingung dafür bildet†).

*) H. Finger, Diss., Münster 1909; Zeitschr. f. wiss. Photogr. **7**, 329, 369 (1909). Dort weitere Literatur. Dazu G. E. Hale u. N. A. Kent, Public. Yerkes Observ. III, 2, 66 S. (1907).

) Vgl. z. B. G. Gehlhoff, Verh. d. D. Phys. Ges. **12, 963—969, 970—974 (1910).

***) Derselbe, ebenda, S. 492, 963, 970—974; **13**, 183—192 (1911); P. G. Nutting u. O. Tugman, Astrophys. Journ. **31**, 61—75 (1910); E. Gehrcke u. R. Seeliger, Verh. d. D. Phys. Ges. **14**, 335—343, 1023—1031 (1912), und zahlreiche andere Arbeiten.

†) Einen Vergleich der Wirkung von Kathoden- und Kanalstrahlen auf die getroffenen Gase findet man für O, H, N bei G. S. Fulcher, Phys. Rev. **34**, 70—71 (1912). Beide Strahlenarten liefern dasselbe Spektrum mit verschiedener Intensitätsverteilung. Nur die „negativen" Banden fehlen in den Kanalstrahlen.

In der positiven Säule erhält man Linienspektra neben Bandenspektren. Dabei ist das Verhalten der einzelnen Elemente sehr verschieden. Während einige, wie N, ausschließlich ein Bandenspektrum geben, liefern andere, wie z. B. He oder H, ausschließlich Linienspektra oder Gemische, wie z. B. die Haloide. Die Intensität der Banden wächst dabei im allgemeinen proportional der Stromstärke; die Linien verhalten sich verschieden. Es ist häufig behauptet, allein bisher nicht durch Gleichstromversuche einwandfrei bewiesen worden, daß bei einer gewissen Grenzstromstärke Bandenspektra in Linienspektra verwandelt werden können, bzw. daß für das Auftreten der letzteren eine bestimmte Stromstärke Bedingung ist. Ist die positive Säule geschichtet, so variiert die Intensitätsverteilung innerhalb der Serien und zwischen den verschiedenen Teilen desselben Spektrums ähnlich wie beim Übergang vom negativen Glimmlicht zur positiven Säule. In Gemischen von Gasen können getrennte und verschieden gefärbte Schichten auftreten. An der Anode zeigen sich gleichfalls häufig besondere Spektralerscheinungen, die entweder durch den Anodenfall oder bei Gasgemischen durch eine verschiedene Verteilung der Emission der Komponenten auf die beiden Elektroden bedingt sind. Von den Anodenstrahlen ist bereits in § 141 die Rede gewesen. Hier sei nur erwähnt, daß man an der Anode vielfach ähnliche Emissionserscheinungen findet, wie an der Kathode, also Bandenspektra und Funkenlinien*).

Benutzt man oszillierende Entladungen, so wird das Bild der Emissionsverteilung undeutlicher, behält aber im ganzen den Charakter der Gleichstromentladung; doch ändert sich die Emission mit der Phase. Erreicht man durch Einschaltung passender Kapazitäten und Selbstinduktionen sowie einer Funkenstrecke große Maximalstromstärken, so verschwinden im allgemeinen die Bandenspektra innerhalb der eigentlichen Entladungsbahn und werden durch Linienspektra ersetzt, die den Charakter der Funkenspektra haben**). Die Serienlinien treten zurück, verschwinden jedoch nicht. In der Aureole der Entladung findet man dann Bandenspektra.

*) Die Verteilung der Emission in Entladungsröhren ist häufig untersucht worden. Hier seien nur einige Beispiele genannt: Hg: F. Horton, Proc. Roy. Soc. (A) **85**, 288—292 (1911); N: P. Lewis, Astrophys. Journ. **17**, 258—269 (1903); Na: R. W. Wood u. R. H. Galt, ebenda **33**, 72—80 (1911); Alkalien: G. Gehlhoff, Verh. d. D. Phys. Ges. **13**, 183—192 (1911); H, He, Metalle: D. Liveing, Proc. Cambr. Phil. Soc. **12**, 337—348 (1904). Zahlreiche Verbindungen G. Stead, Proc. Roy. Soc. (A) **85**, 393—401 (1911). Für weitere Literatur und Angaben siehe B. Reismann, Diss, Münster 1913, und Kaysers Handbuch, Bd. V und VI.

) J. H. Pollok, Dubl. Proc. (N. S.) **12, 207—218 (1912). Die von Goldstein, Ann. d. Phys. (4) **27**, 773 (1908); Verh. d. D. Phys. Ges. **12**, 426—443 (1910), angegebenen „Grundspektra" sind mit den Funkenspektren identisch. Vgl. P. Scharbach, Diss., Münster 1912.

Auch außerhalb der Entladungsbahn kann man durch die Einwirkung der Aureole die meisten Gase und Dämpfe zum Leuchten erregen. Man erhält dann hauptsächlich Bandenspektra, deren Intensitätsverteilung und Aufbau jedoch verschieden ist von der Zusammensetzung des Spektrums in der Entladungsbahn selbst*).

§ 145. Erregt man ein Gas oder einen Dampf durch einen gewöhnlichen Wechselstrom oder die oszillierende Entladung eines Kondensators zum Leuchten, so zeigen sich mit der Phase des Stromes und der Veränderung der Konstanten des Schwingungskreises Unterschiede, die hier gemeinsam besprochen werden sollen. Über den erstgenannten Punkt ist wenig bekannt, das sich in Zusammenhang mit den Gesetzmäßigkeiten im Bau der Spektra bringen ließe.

So haben Crew u. Baker**) einen Kohlebogen in bestimmten Zeiten nach dem Verlöschen untersucht, indem sie einen Funken zwischen den Polen übergehen ließen. Sie finden, daß die Cy-Banden stets sichtbar sind. Metallinien treten erst zu verschiedenen Zeiten nach Verlöschen des Bogens auf. Bei Benutzung eines Wechselstrombogens finden Crew, Spence***) und Puccianti†), daß die C- und Cy-Banden bei der Stromphase Null verschwinden, bei der Maximalphase ihre größte Intensität erreichen. Umgekehrt verhalten sich zahlreiche, von Verunreinigungen der Kohle herrührende Metallinien, die in der Nullphase des Stromes am hellsten sind. Daß beim Zünden eines Gleichstrombogens keine Banden, sondern nur Linien im Spektrum sichtbar sind, zeigt Occhialini††). Der Vorgang gleicht demjenigen in der Initialentladung im Funken†††).

Von der zeitlichen Entwickelung der Emission eines Funkens ist bereits im vorigen Paragraphen die Rede gewesen. Die einzelnen Liniengruppen leuchten verschieden lange nach. Bei Mg haben z. B. die Funkenlinien und Nichtserienlinien die kürzeste Leuchtdauer. Dann folgen die Linien von $D(m)$, dann die Linien von $S(m)$. Es sei noch hinzugefügt, daß die Initialentladung, die dem Vorgange der Stoßionisierung entspricht, das Spektrum des umgebenden Gases liefert, und

---

*) R. J. Strutt u. A. Fowler, Proc. Roy. Soc. (A) **86**, 105—118 (1911). Hierzu W. Matthies, Verh. d. D. Phys. Ges. **12**, 754—763 (1910); Ann. d. Phys. (4) **30**, 633 (1909). Vgl. die Literaturangaben zu § 8 und § 139.

) H. Crew u. J. C. Baker, Astrophys. Journ. **16, 61—72 (1902).

***) H. Crew u. B. J. Spence, ebenda **22**, 199—208 (1905).

†) L. Puccianti, Phys. Zeitschr. **8**, 463—471 (1907).

††) A. Occhialini, N. Cim. (5) **29**, 311—317 (1910).

†††) Derselbe, ebenda (6) **2**, 223—228 (1911).

zwar in Luft entweder ein besonderes Linienspektrum oder das positive Bandenspektrum *).

Nachdem Schuster und Hemsalech**) den Einfluß der Selbstinduktion im Schwingungskreise auf die Intensität und Schärfe der Linien eines Funkenspektrums gefunden hatten, ist dieser Effekt vielfach untersucht worden. Es hat sich dabei gezeigt, daß mit steigender Selbstinduktion das Funkenspektrum dem Bogenspektrum genähert wird, die Funkenlinien treten zurück, charakteristische Banden des Bogenspektrums werden sichtbar. Übersteigt die Selbstinduktion im Entladungskreis eine gewisse Grenze, so nimmt die Gesamtintensität des Spektrums ab und dieses reduziert sich auf einige Linien, die de Gramont als Restlinien (raies ultimes) bezeichnet***). Es sind dies zugleich die Linien, die noch sichtbar sind, wenn man Funken gegen geschmolzene Salze schlagen läßt, so daß diese dissoziiert werden, oder die übrig bleiben, wenn man die Menge der betreffenden Substanz, z. B. in einem Gemisch, immer mehr herabsetzt. So eignen sich diese Linien ganz besonders zu analytischen Zwecken und spielen auch in den kosmischen Lichtquellen eine besondere Rolle. Die Restlinien sind bei den Alkalien die ersten Glieder der Hauptserien, desgleichen bei Ca, Mg, Sr, Ba, Cu, Ag, Au. Bei Al, Jn, Tl gehören die Restlinien zu den zweiten Nebenserien, bei Zn, Cd, Hg zu den nicht eingeordneten Linien; bei Pb, Sn, Sb, As gehören die Restlinien nicht zu den Paaren mit konstanter Differenz der Schwingungszahlen. Weitere Untersuchungen über das Verhalten der Restlinien in Funken, Flammen und Geißlerröhren haben W. N. Hartley, J. H. Pollok, Leonard und Morrow angestellt. Man vgl. § 127.

Über das Verhalten der einzelnen Linien in den Funkenspektren der Metalle und den Dissoziationsspektren (Funken nach

*) G. Hemsalech, C. R. **152**, 1471—1474 (1911); **151**, 220, 668, 938, 1743 (1910). Man vgl. auch die zahlreichen Schriften von Hemsalech über das Verhalten der einzelnen Linien in einem durch einen Luftstrom oder ein Magnetfeld in Partialentladungen zerlegten Funken.

**) Derselbe, Diss., Paris 1901.

***) A. de Gramont, C. R. **150**, 37—40 (1910) (in Sonne); S. 154—156 (in Sternen); **151**, 308—311 (1910); Ann. chim. et phys. (8) **17**, 437—476 (1909) (zusammenfassend); Bull. Soc. franç. de Phys., No. 14, 3 (1911), und zahlreiche weitere Schriften.

geschmolzenen Mineralien oder Salzen) sind von Hemsalech*), Néculcéa**), A. de Gramont***), Berndt, J. de Kowalski, Joye, Huber†), King, Anderson u. a. zahlreiche Detailuntersuchungen ausgeführt worden, die ich hier übergehen muß. Es zeigt sich, daß die Vergrößerung der Selbstinduktion verschieden auf die verschiedenen Metalle wirkt, und daß sich deren Linien in Gruppen einteilen lassen, je nach der Persistenz. Zuerst verschwinden die für den Funken charakteristischen „enhanced lines", wie sie Lockyer††) genannt hat, sowie die Linien der Luft, die durch Bandenspektra ersetzt werden, ferner durch ein neues Linienspektrum der Luft, das in der Initialentladung des gewöhnlichen Funkens fehlt und mit dem gewöhnlichen Funkenspektrum der Luft keine Linie gemeinsam hat. Die in diesem Spektrum sichtbaren Sauerstofflinien gehören dem Serienspektrum des Sauerstoffs an, während bekanntlich im gewöhnlichen Luftfunken nur das elementare Spektrum des Sauerstoffs zu sehen ist†††).

Der Grund der Einwirkung der Selbstinduktion auf die Zusammensetzung des Funkenspektrums ist noch nicht aufgeklärt. Joye hat es wahrscheinlich gemacht, daß das Maximum der Stromintensität im Funken, nicht etwa der Betrag der Selbstinduktion oder die Funkentemperatur entscheidend ist. Die Spektrallinien, die dem Funken und Bogen gemeinsam sind, werden nur wenig von der maximalen Stromstärke beeinflußt; Serienlinien verhalten sich von Metall zu Metall verschieden. Die Intensität der Funkenlinien ist stark von der Maximalstromstärke abhängig. Auch das umgebende Gas ist von Einfluß. In Wasserstoff sind die Linien in der Regel schärfer. Die Bildung der Metalldämpfe

---

*) G. Hemsalech, Diss., Paris 1901.

**) E. Néculcéa, Diss., Paris 1906. Hier weitere Literatur.

***) A. de Gramont, C. R. **150**, 37—40 (1910) (in Sonne); S. 154—156 (in Sternen); **151**, 308—311 (1910); Ann. chim. et phys. (8) **17**, 437—476 (1909) (zusammenfassend); Bull. Soc. franç. de Phys., No. 14, 3 (1911), und zahlreiche weitere Schriften.

†) M. P. Joye, Ann. chim. et phys. (8) **21**, 148—197 (1910); Diss., Freiburg i. Sch. 1910; Arch. de Genève **28**, 374—376 (1910); B. Huber, Diss., Freiburg i. Sch. 1909.

††) Sir N. Lockyer, Tables of wave-lengths of enhanced lines, Solar physics Committee 1906. Die nicht unbeträchtliche Literatur über die verstärkten Linien und ihr Verhalten muß hier übergangen werden.

†††) G. A. Hemsalech, C. R. **152**, 1007—1009 (1911).

erfolgt vorzugsweise an der Kathode und scheint mit der Zerstäubbarkeit der Metalle zusammenzuhängen *).

Weitere Hinweise werden durch die Untersuchungen über singende Bogen, Wechselstrombogen, Löschfunkenstrecken geliefert. So zeigt Occhialini**), daß man mit Spannungen von nur 100 Volt mittels geeigneter Kondensatorschwingungen Wechselstrombogen erhalten kann, die in jeder Hinsicht die spektralen Eigenschaften der Funken besitzen. Untersucht man den Poulsonschen Lichtbogen in einer Wasserstoffatmosphäre, so zeigen sich ohne Schwingungen die Linien der Kupferelektroden stärker, mit Schwingungen die Linien des Wasserstoffs***). La Rosa findet†), daß das Spektrum eines Duddelschen Bogens allmählich in ein Funkenspektrum verwandelt wird, wenn man die Kapazität vergrößert, daß es aber möglich ist, durch Einschalten von Selbstinduktion das Bogenspektrum wieder herzustellen. Glatzel††) sieht, daß die Wasserstofflinien in einem in einer H-Atmosphäre betriebenen Funken schärfer werden, wenn dieser stoßerregend wirkt. Weitere Beobachtungen findet man bei La Rosa und Muglia†††) u. a.

Aus allem geht hervor, daß die Linien der umgebenden Gase und die Funkenlinien hervortreten, wenn der Bogen und der Funke stoßerregend wirken. Dies erklärt sich durch das schnelle Verschwinden der Ionisierung nach jedem Impuls und das dadurch bewirkte zeitliche Überwiegen der Initialentladungen.

Schon Lockyer hat die Ansicht aufgestellt, daß in den Funken eine weitgehende Dissoziation der Materie stattfinde und er hat speziell die „enhanced lines" als Testlinien dieser Dissoziation angesehen, die er freilich mit Unrecht durch hohe „Temperatur" erklären wollte. Es hat sich dann gezeigt, daß in der Tat die „enhanced lines" in den meisten Lichtquellen eine besondere Rolle spielen; zumal die Astrophysiker haben ihnen ihre Aufmerksamkeit gewidmet. In neuerer Zeit hat man vielfach den Grundgedanken Lockyers angenommen, denkt aber nun an eine Dissoziation elektrischer Art, etwa durch Abspaltung von Elektronen in verschiedener Anzahl. Andere wollen das Auftreten der Funkenlinien durch den Zusammenstoß schnell bewegter Elektronen mit den Gasmolekülen erklären.

---

*) B. Walter, Ann. d. Phys. (4) **21**, 223—238 (1906).
) A. Occhialini, N. Cim. (6) **2, 223—228 (1911).
***) E. O'Connor, Phys. Zeitschr. **12**, 196—198 (1911).
†) M. La Rosa, Ann. d. Phys. (4) **29**, 249—276 (1909).
††) Br. Glatzel, Phys. Zeitschr. **11**, 894—896 (1910).
†††) M. La Rosa u. B. Muglia, N. Cim. (6) **1**, 283—286 (1911).

§ 146. Mit den in diesem Abschnitt genannten Gebieten ist die Mannigfaltigkeit der Erscheinungen des Leuchtens der Gase und Dämpfe noch keineswegs erschöpft. Es fehlt vor allem das große Material an Beobachtungen und Erfahrungen, das die Astrophysik in den letzten Jahrzehnten angehäuft hat, um das Bild vollständig zu machen. Allein die Berücksichtigung der kosmischen Spektroskopie ist im Rahmen dieser Schrift nicht möglich. Dazu genügt das in den vorstehenden Paragraphen gebrachte, um wenigstens die Hauptzüge unserer gegenwärtigen Kenntnisse auf dem Gebiete der Gasemission zu übersehen. So soll ein letztes, kurzes Kapitel der Frage gewidmet sein, inwieweit es heute möglich ist, alle Erfahrungen über die Gasemission zusammenzufassen und in einem theoretischen Bilde zu vereinigen.

Dritter Teil.

Zur Theorie des Leuchtens der Gase und Dämpfe.

§ 147. Arthur Schuster hat gelegentlich in einer seiner feinsinnigen Kritiken drei Arten von Theorien unterschieden: 1. a guess, 2. a hypothesis und 3. a well established theory. Die Darlegungen der vorstehenden Kapitel haben bereits gezeigt, daß an theoretischen Bildern der beiden ersten Arten auf dem Gebiete der Lehre von der Emission der Gase eher Überfluß als Mangel herrscht*). Die Frage, die hier aufzuwerfen ist, kann nur lauten: In welchem Umfange kann man heute von einer wohlgefügten Theorie der Gasemission sprechen?

Dazu wird es nützlich sein, einen Blick auf die wesentlichen Eigenschaften der Gasemission, die in einer Theorie zusammengefaßt werden müssen, und die sich anschließenden Gedankengänge zu werfen**).

Die Lehre von dem Leuchten der Gase und Dämpfe ist ersichtlich nur ein Teil der allgemeinen Lehre von der Strahlung***). Es ist daher in erster Linie zu fordern, daß die fundamentalen Ergebnisse dieser Lehre herangezogen werden. Zurzeit wird

*) Vgl. auch H. Crew, Fact and theory in Spectroscopy, Science **25**, 1—12 (1907).

) Hierzu auch die ausgezeichneten Darstellungen von L. Puccianti, N. Cim. (5) **9, 1—85 (1905); (5) **15**, 1—40 (1908). Ferner E. E. Mogendorff, Diss., Amsterdam 1906, S. 83 ff; R. Ladenburg, Handwörterbuch der Naturwissenschaften, Art. Lumineszenz. Jena, G. Fischer.

***) W. Wien, Enzykl. der math. Wiss. V, 3, S. 354; M. Planck, Theorie der Wärmestrahlung, 2. Aufl., Leipzig; E. Bauer, Thèse, Paris 1912.

man also annehmen müssen, daß auch die Moleküle der Gase sich wie elektrische Resonatoren verhalten, die imstande sind, die Energie kontinuierlich aufzunehmen, jedoch nur quantenhaft abzugeben, sobald die innere Energie ein gewisses ganzzahliges Multiplum des Energiequantums erreicht*). Daraus folgt dann weiter, daß sich ein strahlendes Gas unter gewissen Bedingungen mit einem schwarzen Körper in Strahlungsgleichgewicht setzen kann und daß innerhalb der Gasspektra, wenn Gleichgewicht herrscht, in vielen Fällen zum wenigsten die Regeln für die schwarze Strahlung Anwendung finden können**). Auch wird man Zusammenhänge zwischen den Schwingungszahlen bzw. Absorptionsstreifen der Gase und ihrer spezifischen Wärme annehmen müssen***). Hierzu kommt das Kirchhoffsche Gesetz. Zurzeit liegt kein zwingender Grund vor, seine Gültigkeit bei den Gasen auszuschließen, wenn man sich mit der Proportionalität zwischen Emission und Absorption begnügt†). Für viele Fälle kann man sogar zulassen, daß der Quotient E/A quantitativ gleich dem Emissionsvermögen des schwarzen Körpers bei einer Temperatur ist, die freilich von der direkt gemessenen bzw. der Temperatur der mit dem Gase im Gleichgewicht stehenden festen Körper verschieden sein kann††).

*) M. Planck, Ann. d. Phys. (4) **37**, 642 (1912); A. Sommerfeld, Phys. Zeitschr. **12**, 1057—1069 (1911). Beispiele einer Anwendung auf Gase bei F. Reiche, Ber. d. D. Phys. Ges. **15**, 1—21 (1913); J. Königsberger u. J. Kutschewski, Ann. d. Phys. (4) **37**, 161—232 (1912); F. Hasenöhrl, Phys. Zeitschr. **12**, 931—935 (1911); K. Herzfeld, Wien. Ber. **121**, IIa, 593—601 (1912).

) E. Pringsheim, Phys. Zeitschr. **14, 129—131 (1913). Eine Ausnahme bildet z. B. das Leuchten des Wasserstoffs in Kanalstrahlen; vgl. L. Vegard, Ann. d. Phys. (4) **39**, 111—170 (1912).

***) W. Nernst, Zeitschr. f. Elektrochem. **17**, 265—275 (1911); Derselbe u. F. Lindemann, ebenda, S. 817—827; N. Bjerrum, ebenda, S. 731—734; **18**, 101—104 (1912); O. Pier, ebenda **16**, 536 (1909); S. 897 (1910); **17**, 731 (1911); W. Nernst, Phys. Zeitschr. **13**, 1064—1069 (1912).

†) W. Voigt, Ann. d. Phys. (4) **39**, 1881—1407 (1912), und zahlreiche frühere Schriften. Über die Voraussetzungen des Gesetzes: D. Hilbert, Phys. Zeitschr. **13**, 1056—1064 (1912); J. H. Jeans, Phil. Mag. (6) **17**, 773 (1909); **18**, 209 (1909); H. A. Lorentz, The Theory of Electrons etc., S. 332, Leipzig 1909. Vgl. § 135.

††) E. Pringsheim, Phys. Zeitschr. **14**, 129—131 (1913); E. Bauer, Diss., Paris 1912. Vgl. § 135.

§ 148. Bei den Gasen kommt man jedoch mit thermodynamischen Durchschnittsbetrachtungen nicht aus. Die Veränderlichkeit der Spektra, ihre für jedes Element charakteristischen Eigenschaften und zahlreiche andere Momente zwingen zu der Annahme, daß der Sitz der Emission in den Molekülen der Gase zu suchen ist, daß also die aufzustellende Theorie eine atomistische Grundlage haben muß. Die Untersuchungen über Absorption und anomale Dispersion, über Kanalstrahlen, Leitfähigkeit, Diffusion und Emissionsverteilung nötigen ferner zu der Annahme, daß nicht alle Moleküle oder Atome eines chemisch scheinbar einheitlichen Gases identisch sind*), sondern daß sich immer nur eine beschränkte Zahl von Atomen oder Molekülen in einem Gase oder Dampf in einem absorptionsfähigen oder emissionsfähigen Zustande befinden, daß man sich also die Atome eines Gases in einer Art von dynamischem Gleichgewichtszustande denken muß. Hierdurch wird eine große Mannigfaltigkeit der Vorstellungen ermöglicht. Neben ungeladenen Molekülkomplexen**) können einfache, ungeladene Atome auftreten***), oder die einzelnen Atome können mit Ladungen verschiedener Größe†) und verschiedenen Vorzeichens behaftet gedacht werden††). Hierzu kommt noch die Einwirkung der freien Elektronen. Es kann also a priori ein Gas ein Gemisch von Elektronen und Atomen in den verschiedensten Zuständen sein, und es liegt nahe, entweder einem bestimmten Zustande, z. B. einem bestimmten Ladungszustande†††), oder auch einem bestimmten Gleichgewichtszustande§), also gewissen elek-

*) W. Wien, Enzykl. d. math. Wiss. V, 3, S. 354 und an zahlreichen anderen Stellen, z. B. Ann. d. Phys. (4) **30**, 349 (1909); P. Lenard, Ann. d. Phys. (4) **17**, 197—247 (1905); Sitzber. Akad. Heidelb. 1909, 3. Abh., und zahlreiche andere Schriften.

**) Für viele Dämpfe mit Bandenspektren allgemein angenommen.

***) W. Wien, in zahlreichen Schriften, z. B. Ann. d. Phys. (4) **30**, 349 (1909); auch P. Lenard nimmt dies wenigstens für die Hauptserien an, ebenso zahlreiche andere Forscher.

†) Lenard nimmt dies z. B. für die Linien der Nebenserien an, andere, z. B. Stark, für alle Träger des Linienspektrums.

††) Dies nehmen manche für gewisse Linien in Bandenspektren an, die magnetoptische Effekte von entgegengesetztem Zeichen besitzen.

†††) So Lenard, Stark und andere.

§) So z. B. Königsberger für Bandenspektra, die in Linien aufgelöst werden können; J. Königsberger u. K. Küpferer, Ann. d. Phys. (4) **37**, 601—642 (1912); J. Königsberger, Astrophys. Journ. **35**, 139—143 (1912).

trischen*) oder chemischen Dissoziations- oder Assoziationsprozessen**) oder Stoßarten bestimmte Arten von Emissionen oder Absorptionen oder gar bestimmte Schwingungszustände***) zuzuordnen. Dieser Weg scheint sehr verlockend und gestattet auch für fast jeden einzelnen Fall eine „Erklärung" aufzustellen. Allein er muß mit Vorsicht beschritten werden, denn die Gefahr liegt nahe, daß dabei immer neue Hypothesen gehäuft werden, die einer quantitativen Prüfung nicht zugänglich sind. Ein zwingender Nachweis, daß bestimmte Ladungs- oder Dissoziationszustände die Voraussetzung für die Emission oder Absorption in Gasen sind, ist dazu bisher nicht geliefert. Auch ermutigt die bisherige Sterilität dieser Annahmen, zumal in bezug auf quantitative Voraussagen, nicht gerade dazu, diese Hypothesen an die Spitze der Theorie zu stellen.

§ 149. Nimmt man aber auch diesen Standpunkt ein, so folgt doch als nächste Aufgabe die Erfindung eines Emissions- und Absorptionsmechanismus, der zugleich der Verschiedenheit der chemischen Elemente Rechnung trägt. Hinweise wichtiger Art werden durch die Erscheinungen der Dispersion und die

---

*) So z. B. H. Deslandres, C. R. **137**, 1013 (1903); G. A. Hemsalech, Mem. and Proc. Manch. Phil. Soc. **48**, 1—11 (1904); H. Ramage, Cambr. Proc. **12**, 349—352 (1904); J. Stark, in zahlreichen Schriften; J. Franck u. R. W. Wood, Ber. d. D. Phys. Ges. **13**, 78 (1911); G. Gehlhoff, ebenda, S. 183; E. Gehrcke u. R. Seeliger, ebenda **14**, 335, 1023 (1912); F. Horton, Phil. Mag. (6) **22**, 214 (1911). Vgl. auch § 140.

) So z. B. Königsberger u. Küpferer, Ann. d. Phys. (4) **37, 601—642 (1912); F. Burger u. J. Königsberger, Phys. Zeitschr. **13**, 1198—1199 (1912).

***) Also für jede Linie einen anderen elektrischen Zustand. Sir N. Lockyer ist ohne Zweifel der erste gewesen, der mit seiner Dissoziationstheorie der Elemente den Weg betreten hat, der jetzt meist zur Erklärung der Verschiedenheit der Spektrallinien und ihres Verhaltens unter wechselnden Bedingungen eingeschlagen wird. Gewiß waren die Voraussetzungen und Messungen, auf denen er seine Hypothesen aufbaute, unsicher, ja zum Teil sogar unrichtig. Allein seine Folgerungen haben sich doch vielfach bestätigt und seine Hypothesen sind zwar durch ihre elektrische Umdeutung verfeinert worden, in ihrem Grundzuge jedoch die gleichen geblieben. Man vgl. z. B.: Inorganic Evolution as studied by spectrum analysis, London 1900.

magnetoptischen Effekte*) geliefert. Ohne das eigentliche Wesen des Emissions- bzw. Absorptionsvorganges klarzustellen, nötigen beide Erscheinungen doch zu der Annahme, daß die schwingenden Teile, wenigstens in Gasen und in einem gewissen Bereiche von Schwingungszahlen, negative Elektronen sind, deren e/m entweder den Fundamentalwert $1{,}77 \cdot 10^7$ besitzt oder ein einfaches Multiplum davon ist. Auch in den Fällen komplizierter Zeemaneffekte kommt man mit dieser Annahme aus**). Daraus folgt, daß man die Dispersionselektronen mit den Emissionselektronen identifizieren kann, also annehmen darf, daß jedes leuchtfähige Gasatom auch schwingungsfähige und absorptionsfähige Elektronen besitzt. Die komplizierten Zeemaneffekte zeigen, daß der Schwingungsmechanismus nicht einfach sein kann, daß vielmehr sehr verwickelte Koppelungen der Freiheitsgrade vorhanden sein müssen***).

Über den Mechanismus der Leuchterregung kann man mit Sicherheit nur die allgemeine Aussage machen, daß neben Resonanz Kollisionen bzw. Stoßvorgänge aller Art als Überträger der Energie wirken. Die Stöße können von geladenen oder ungeladenen Molekülen, Atomen, Elektronen herrühren, von geordneter oder ungeordneter Bewegung. Auch der Mechanismus der Absorption scheint von den Stoßvorgängen abzuhängen. (Vgl. die Theorie von H. A. Lorentz.) Die Grundlagen der kinetischen Gastheorie und das Dopplersche Prinzip müssen hier herangezogen werden.

Neue und schwierige Aufgaben werden durch die Gesetze des Baues der Serienspektra gestellt. Es gilt, einen Bewegungsmechanismus oder ein ihm äquivalentes System von Bewegungsgleichungen zu finden, aus denen nicht nur eine richtige Serienformel folgt. Es muß vielmehr zugleich der Zusammenhang der verschiedenen Serien in den verschiedenen Seriensystemen aufgedeckt bzw. der Mechanismus in Zusammenhang gebracht werden mit etwa angenommenen elektrischen oder sonstigen besonderen Atomzuständen. Hier lassen sich die verschiedensten Wege einschlagen. Man kann phänomenologisch Gleichungssysteme auf-

*) Hierzu A. Garbasso, Vorlesungen über theoretische Spektroskopie, 256 S., Leipzig 1906.

) W. Voigt, Ann. d. Phys. (4) **36, 873 (1911). Vgl. § 129.

***) Derselbe, ebenda (4) **40**, 368—380 (1913).

suchen, die mit der Erfahrung verträgliche Ergebnisse liefern*). Oder man kann sich anschauliche Vorstellungen von dem Mechanismus der Elektronenbewegung bilden, annehmen, daß die einzelnen Elektronen sich in positiv geladenen Raumteilen bewegen**) und dabei Ringe bilden***) oder planetenähnliche Bewegungen ausführen†). Oder man kann durch Aneinanderreihung von elementaren Stabmagneten††) oder rotierenden entgegengesetzten Ladungen†††) Magnetfelder von Atomen bilden und die Bewegung von Elektronen darin untersuchen. Dabei wird man zugleich eine Erklärung der Druckverschiebung§) und der Verbreiterungserscheinungen verlangen müssen. Endlich wird auch auf die chemischen und radioaktiven Eigenschaften der Elemente Rücksicht zu nehmen sein. Die Theorie muß erklären, warum der Bau der Spektra im System wechselt, wie der Mechanismus der Verbindungsspektra zustande kommt und in welchen Fällen die chemischen Kräfte, in welchen die Kräfte im einzelnen Atom die Emission und den Bau der Spektra beherrschen. Endlich ist die Möglichkeit ins Auge zu fassen, daß je nach dem Bereiche der Schwingungszahlen andere Gesetze gelten werden.

---

*) E. T. Whittaker, Proc. Roy. Soc. (A) **85**, 262—270 (1911); E. Riecke, Phys. Zeitschr. **1**, 10 (1899); **2**, 107 (1900); F. Hasenöhrl, ebenda **12**, 931—935 (1911).

) J. J. Thomson, Phil. Mag. (6) **7, 237 (1904); A. E. Haas, Wien. Ber. **120**, 1111—1171 (1911); Lord Rayleigh, Phil. Mag. (6) **11**, 122 (1906).

***) G. A. Schott, Phil. Mag. (6) **12**, 21 (1906); (6) **13**, 189 (1907); (6) **15**, 439 (1908); Phys. Zeitschr. **9**, 214 (1908); J. J. Thomson, Phil. Mag. (6) **6**, 673 (1903); Cambr. Proc. **13**, 39 (1905); Phil. Mag. (6) **11**, 769 (1906); H. Nagaoka, ebenda (6) **7**, 445 (1904); N. Campbell, Cambr. Proc. **14**, 287 (1907); J. H. Jeans, Phil. Mag. (6) **7**, 421 (1901); (6) **11**, 604 (1906); W. Voigt, Ann. d. Phys. (4) **6**, 459 (1901); J. W. Nicholson, Monthl. Not. **72**, 49—64, 139—150, 176—178, 677—693, 729—740 (1911 u. 1912); K. Herzfeld, Wien. Ber. **121**, IIa, 593—601 (1912).

†) G. J. Stoney, Dublin. Trans. (2) **4**, 563—608 (1891). A. Garbasso, Vorlesungen über theoretische Spektroskopie, S. 210—224. Leipzig 1906.

††) W. Ritz, Ann. d. Phys. (4) **25**, 660 (1908); Ges. Werke, S. 98; C. R. **144**, 634 (1907); **145**, 178 (1907). Die erste Arbeit, Ann. d. Phys. (4) **12**, 264 (1903), Diss., Göttingen 1903, schlägt einen anderen Weg ein.

†††) P. Weiss, Ges. Werke von W. Ritz, S. 526; C. R. **152**, 585 (1911).

§) W. J. Humphreys, Astrophys. Journ. (4) **35**, 268 (1912) und zahlreiche frühere Schriften. Vgl. auch § 139.

§ 150. Nun ist zweifellos eine vollständige Theorie in dem angedeuteten Sinne zurzeit eine Utopie. Würde sie doch nichts anderes bedeuten, als eine umfassende Theorie der Strahlung und der Materie. Es kann daher kein Zweifel sein, daß eine Theorie des Leuchtens der Gase in diesem Sinne noch nicht existiert.

Eine andere Frage ist, ob nicht wenigstens teilweise Lösungen auf einzelnen Gebieten vorliegen. Eine vollständige Beantwortung dieser Frage würde eine eingehende Würdigung der Theorien der Strahlung, der Dispersion, der magnetoptischen Erscheinungen, der Elektrizitätsleitung in Gasen und zahlreicher anderer Gebiete erfordern, soweit sie auf die Emission der Gase Bezug haben, und ist an dieser Stelle ausgeschlossen. Im Sinne der Disposition dieser ganzen Monographie, die die Gesetzmäßigkeiten in den Spektren an die Spitze stellt, soll nur die eine, besonders wichtige Frage berührt werden, inwieweit bisher eine Ableitung der Gesetze der Linien- und Bandenspektra auf theoretischem Wege gelungen ist. Ich beschränke mich dabei auf die neueren Theorien*).

§ 151. Auch in dieser vereinfachten und spezialisierten Form läßt sich die Beurteilung einer Emissionstheorie der Gase nur unter bestimmten Voraussetzungen ausführen. Zunächst sind die Gesetze der Serien- und Bandenspektra nur in gewissem Umfange bekannt. Man wird also nicht verlangen dürfen, daß die bisher aufgestellten Serien- und Bandenformeln sich genau aus der Theorie ergeben. Andererseits wird man schon zufrieden sein müssen, wenn überhaupt eine brauchbare Formel erhalten wird, auch wenn die vollständigeren Gesetze der Serienspektra, etwa die Regeln für die Seriensysteme und die Kombinationslinien, nicht von der Theorie umfaßt werden. Als brauchbar wird man somit eine Serienformel dann bezeichnen dürfen, wenn sie für Serienspektra eine konvergente Reihe von Schwingungszahlen liefert, wenn die Schwingungszahlen in der ersten Potenz eingehen**) und wenn die Formel eine der erprobten Serienformeln, sei es in

*) Für die älteren, bis etwa zum Jahre 1900, siehe Kaysers Handbuch, Bd. II, Kap. VIII.

) Auf diesen Umstand ist vielfach Gewicht gelegt worden, zuerst von Lord Rayleigh, Phil. Mag. (5) **44, 356 (1907). Er schließt Differentialgleichungen aus, die die zweiten Derivierten, also, bei mechanischer Grundlage, die Beschleunigungen enthalten.

erster Annäherung, sei es in einer anderen Weise, umfaßt, sich also auch als Differenz zweier Terme darstellen läßt. Die Theorie muß sodann einen deutlichen Unterschied zwischen den Linien- und Bandenspektren machen. Nach dem jetzigen Stande unserer Kenntnisse wird man ferner verlangen müssen, daß eine brauchbare Theorie sich in den Rahmen unserer Atomistik einpaßt, also auf der Elektrodynamik bzw. der Elektronentheorie fußt und mit den Erfahrungen über die Dispersion und den Zeemaneffekt verträglich ist.

Endlich muß das vorgeschlagene System einen beträchtlichen Grad von Stabilität und Dämpfungsfreiheit besitzen, um die außerordentliche Schärfe der Spektrallinien zu erklären.

Die grüne Thalliumlinie ist keineswegs besonders scharf. Setzt man ihre Halbbreite $\delta\lambda/\lambda = 478.10^{-9}$, nimmt an, daß etwa ein Viertel des ganzen Lichtes der Linie von Schwingungen herrührt, die sich um mehr als $\delta\lambda$ von dem Wert des Maximums unterscheiden, und vernachlässigt den Einfluß der molekularen Bewegung*), so kann man sagen, daß die Abweichung der Wellenlänge vom Mittel ein Maß dafür abgibt, um wieviel der Schwingungszustand der leuchtenden Zentren höchstens vom Mittelwerte abweichen kann. Setzt man als äußersten Fall die Hälfte alles außerhalb des Bereiches von $\delta\lambda$ fallenden Lichtes auf die Rechnung derartiger molekularer Verschiedenheiten, so würde folgen, daß 12 Proz. aller leuchtenden Zentren keine Abweichung von der mittleren Wellenlänge besitzen, die Eins in Zweimillionen übersteigt**). Dabei ist zu bedenken, daß die Grenzen hier viel zu weit genommen sind, und daß die Linien vieler Bandenspektra noch sehr viel schärfer sind. Vergleicht man diese außerordentliche Gleichmäßigkeit der Moleküle oder Atome mit mechanischen schwingenden Systemen, etwa Stimmgabeln oder Uhren, so sieht man, daß die Genauigkeit des Einklanges der Leuchtzentren bei weitem alles übersteigt, das durch mechanische Hilfsmittel erreichbar ist. Daraus ist der Rückschluß zu ziehen, daß der Bau der Atome wohl mit Präzisionsinstrumenten verglichen werden darf, und daß rohe, auf die Zertrümmerung und Explosion von Atomen hinauslaufende Bilder des Emissionsvorganges wenig Vertrauen einflößen können.

---

*) Bei seiner Berücksichtigung würden die Grenzen noch enger werden. Vgl. auch § 137.

) Diese auf Maxwell zurückgehende Überlegung nach A. Schuster, Einführung in die theoretische Optik, Deutsche Bearbeitung von H. Konen, S. 399 ff. Leipzig 1907. Die Wichtigkeit dieses Gesichtspunktes hat J. H. Jeans, Phil. Mag. (6) **2, 421—455 (1901) hervorgehoben. Siehe auch G. A. Schott, ebenda (6) **15**, 441 (1908).

Gibt man dies zu, so müssen zunächst alle elastischen Theorien, wie etwa die ältere Theorie von Ritz*), die Theorie von Lindemann**) oder diejenige von Fredholm***) von vornherein abgelehnt werden†).

Die verbleibenden Theorien kann man in drei Klassen teilen, 1. in solche, die auf Grund allgemeiner Erwägungen Bewegungsgleichungen oder Ansätze für die potentielle oder kinetische Energie zugrunde legen und aus diesen die Serien- und Bandenformeln ableiten; 2. Theorien, die von den bekannten Eigenschaften eines elektrischen Oszillators ausgehen; 3. Theorien, die bestimmte Bilder für die Bewegung der Elektronen in einem strahlenden Gasatom entwerfen.

Ich sehe davon ab, alle bisherigen Versuche zu besprechen, und führe nur einige Beispiele aus jeder der drei Kategorien an.

§ 152. So schlägt Riecke den folgenden Weg ein††). Er geht aus von zwei willkürlichen Funktionen:

$$u_1 = \Sigma_m A_m \sin m\varphi \sin 2\pi\nu t$$
$$u_2 = \Sigma_m A_m \sin m\varphi \cos 2\pi\nu t,$$

in denen m die Reihe der ganzen Zahlen durchläuft. Bildet man die Ausdrücke:

$$\frac{\partial^2 u_2}{\partial \varphi^2}, \quad \frac{\partial^4 u_2}{\partial \varphi^4} \quad \text{und} \quad \frac{\partial^3 u_1}{\partial \varphi^4 \partial t},$$

*) W. Ritz, Ann. d. Phys. (4) **12**, 264—339 (1903); Ges. Werke, S. 1—75. Ritz selbst hat diese Theorie später aufgegeben. Ann. d. Phys. (4) **25**, 660 (1908).

) F. Lindemann, Ber. Münch. Akad. **31, 441—494 (1901); **33**, 27—100 (1903).

***) J. Fredholm, C. R. **142**, 506—508 (1906). Eine weitere Kritik dieser Theorie mit Rücksicht auf ihre Form und ihre Konsequenzen findet man bei W. Ritz, Ges. Werke, S. 179.

†) Es ist freilich im Auge zu behalten, daß die mechanischen Grundlagen der Ableitung unter Umständen in dem Resultat verschwinden bzw. daß die Systeme von Differential- oder Integralgleichungen, zu denen man gelangt, eine durchaus andere Interpretation zulassen können, als diejenige ist, die zu ihrer Aufstellung gedient hat. Dann behält die Ableitung ihren Wert. In diesem Sinne wird es unter allen Umständen nützlich sein, auch den Ausbau der mechanischen Bilder weiter zu betreiben.

††) E. Riecke, Phys. Zeitschr. **1**, 10 (1899); **2**, 107—108 (1902) Ann. d. Phys. (4) **1**, 399—413 (1900).

multipliziert bzw. mit $-2\pi c$, $-2\pi b$, $-2\pi a$, wo a, b, c durch die Kayser-Rungesche Formel

$$\nu = a - \frac{b}{m^2} - \frac{c}{m^4}$$

gegeben sind, und addiert, so folgen nach Einsetzen von ν und Vertauschen von u_1 und u_2 zwei Differentialgleichungen, aus denen man durch Eliminieren von u_1 oder u_2 jedesmal dieselbe Differentialgleichung zehnter Ordnung:

$$\frac{\partial^{10} u}{\partial \varphi^8 \partial t^2} + 4\pi^2 a^2 \frac{\partial^8 u}{\partial \varphi^8} + 4\pi^2 b^2 \frac{\partial^4 u}{\partial \varphi^4} + 4\pi^2 c^2 u + 8\pi^2 ab \frac{\partial^6 u}{\partial \varphi^6} - 8\pi^2 ac \frac{\partial^4 u}{\partial \varphi^4} - 8\pi^2 bc \frac{\partial^2 u}{\partial \varphi^2} = 0$$

erhält. Es sind u_1 und u_2 nun partikuläre Lösungen dieser Gleichung, und sie entsprechen einer Linienserie eines Linienspektrums. Die Frage ist, ob die Gleichung einen physikalischen Sinn hat. Die Deutung stößt jedoch auf Schwierigkeiten. Man kann, wie Riecke zeigt, u_1 und u_2 als Verschiebungen eines geschlossenen, kreisförmigen Ringes in zwei zueinander senkrechten Richtungen deuten. Die Grundgleichung ist jedoch kinematisch, enthält kein die Beschleunigung darstellendes Glied, hat also nicht den Charakter einer mechanischen Differentialgleichung. Fügt man solche Glieder zu und macht gewisse Voraussetzungen über die Koeffizienten, so erhält man die Kayser-Rungesche Formel nunmehr als Stück einer Reihenentwickelung. Ein Teil der Glieder der Differentialgleichung läßt sich deuten als Longitudinalspannung im Ringe und als abstoßende Kraft, die von der Ruhelage der Teilchen des Ringes auf diese wirkt. Für andere Glieder fehlt jedoch die Deutung.

Man kann daher nicht sagen, daß die Betrachtung im ganzen zu befriedigenden Resultaten führte. Die erhaltene Differentialgleichung sagt nicht mehr, als die Formel für die Schwingungszahlen, die die wesentliche Zutat der Ableitung bildet*).

Als zweites Beispiel sei die Theorie von Whittaker genannt.

Whittaker**) geht aus von den Bandenspektren, die er mit einer Reihe guter Gründe einem durch Kombination von Atomen gebildeten Molekül zuschreibt***). Der Einfachheit halber wird ein aus

*) In seinem Lehrbuche der Physik hat Riecke weiter darauf hingewiesen, daß man die drei Serien der Alkalimetalle als Partialschwingungen eines dreidimensionalen Systems auffassen kann. Ich übergehe diese mechanische Deutung hier.

**) E. T. Whittaker, Proc. Roy. Soc. (A) 85, 262—270 (1911).

***) Der Einwand, daß einatomige Dämpfe, z. B. die Hg-Dämpfe, Bandenspektra liefern, ist nicht so schlagend, wie meist angenommen wird. Denn die fraglichen Spektra erscheinen stark nur für besondere Zustände des Dampfes, z. B. bei schneller Destillation und großer Dichte.

zwei Atomen gebildetes Molekül der Rechnung zugrunde gelegt, wobei aus Gründen allgemeiner Art angenommen wird, daß die Eigenschaften der Atome bei ihrer Verbindung zu einem Molekül, etwa in einem zweiatomigen Molekül eines gasförmigen Elementes, im ganzen ungeändert bleiben. Der entscheidende Schritt besteht dann in der Bildung eines brauchbaren Ausdruckes für die potentielle Energie des schwingenden Gebildes. Dies gelingt, wie folgt. Die Lage eines Punktes in jedem der beiden Atome sei durch drei generalisierte Koordinaten Θ, Φ, Ψ gekennzeichnet, der Schwingungszustand in einem Punkte durch die Variable u, die ihrerseits Funktion von Θ, Φ, Ψ und der Zeit t ist. Nun wird aus allgemeinen Gründen die potentielle Energie des Elementes $d\Theta d\Phi d\Psi$ des ersten Atoms zur Zeit t gleich einer quadratischen Funktion der ersten Ableitungen von u plus einem Gliede in u^2 gesetzt, also gleich:

$$dL = d\Theta d\Phi d\Psi \Big\{ \frac{1}{2} k u^2 + \frac{1}{2} a \Big(\frac{\partial u}{\partial \Theta}\Big)^2 + \frac{1}{2} b \Big(\frac{\partial u}{\partial \Phi}\Big)^2 + \frac{1}{2} c \Big(\frac{\partial u}{\partial \Psi}\Big)^2 + f \frac{\partial u}{\partial \Phi} \frac{\partial u}{\partial \Psi} + g \frac{\partial u}{\partial \Psi} \frac{\partial u}{\partial \Theta} + h \frac{\partial u}{\partial \Theta} \frac{\partial u}{\partial \Psi} \Big\},$$

wo die Koeffizienten konstant gesetzt werden. Für das zweite Atom gilt ein gleicher Ausdruck in v. Sind für beide Atome die Koordinaten passend gewählt, so kann man es so einrichten, daß die aufeinander einwirkenden Elemente der beiden Atome zu gleichen Werten der Koordinaten gehören. Dann kann die Verbindung zwischen den beiden Elementen durch Werte von u und v ausgedrückt werden, die Funktionen derselben Koordinatenwerte Θ, Φ, Ψ sind. Nunmehr folgt der Schritt, der über das weitere entscheidet. Es werden zu der oben angegebenen Lagrangeschen Funktion Zusätze willkürlicher Art gemacht, die der Verbindung der beiden Atome entsprechen. Hier sind drei Arten zu unterscheiden: 1. Solche, in die die Ableitungen nach der Zeit nicht eingehen, die also die Form: uv, $\frac{\partial u}{\partial \Theta} \frac{\partial v}{\partial \Theta}$ haben, usw. Ausdrücke dieser Art würden z. B. elektrostatischer Induktion zwischen den beiden Atomen entsprechen. 2. Ausdrücke der Form: $\frac{\partial u}{\partial t} \frac{\partial v}{\partial t}$, $\frac{\partial^2 u}{\partial t \partial \Theta} \frac{\partial^2 v}{\partial t \partial \Theta}$ usw. Derartige Ausdrücke werden z. B. elektromagnetische Induktionswirkungen zwischen den beiden Atomen darstellen können. 3. kann man Glieder der Form: $u \frac{\partial v}{\partial t}$, $v \frac{\partial v}{\partial t}$, $\frac{\partial u}{\partial \Theta} \frac{\partial^2 v}{\partial t \partial \Theta}$ usw. zufügen. Sie würden verborgenen zyklischen Bewegungen entsprechen, somit die Verbindung der beiden Atome durch verborgene Zyklen darstellen. Das kinetische Potential des Moleküls würde durch diese Glieder nur um einen konstanten Betrag geändert werden, etwa wie ein äußeres Magnetfeld die Bewegung eines Elektrons beeinflußt, ohne seine Energie zu ändern. Whittaker entscheidet sich für Zusatzglieder der dritten Form, die aus Symmetriegründen weitere Vorteile mit sich bringen, und wählt als einfachsten Zusatz das Glied $lu \frac{\partial v}{\partial t}$. Außerdem wird angenommen,

daß die Trägheit der Atome beim vorliegenden Problem keine Rolle spielt*). Es wird also über den vervollständigten Ausdruck dL integriert. Die Variation $\delta \int L dt = 0$ liefert nunmehr zwei Bewegungsgleichungen

$$ku - a\frac{\partial^2 u}{\partial \Theta^2} - b\frac{\partial^2 u}{\partial \Phi^2} - c\frac{\partial^2 u}{\partial \Psi^2} - 2f\frac{\partial^2 u}{\partial \Phi \partial \Psi} - 2g\frac{\partial^2 u}{\partial \Psi \partial \Theta} - 2h\frac{\partial^2 u}{\partial \Theta \partial \Phi} + l\frac{\partial v}{\partial t} = 0,$$

$$kv - a\frac{\partial^2 v}{\partial \Theta^2} - b\frac{\partial^2 v}{\partial \Phi^2} - c\frac{\partial^2 v}{\partial \Psi^2} - 2f\frac{\partial^2 v}{\partial \Phi \partial \Psi} - 2g\frac{\partial^2 v}{\partial \Psi \partial \Theta} - 2h\frac{\partial^2 v}{\partial \Theta \partial \Phi} - l\frac{\partial u}{\partial t} = 0^{**}).$$

Diese Gleichungen enthalten zunächst nur die ersten Ableitungen nach t, im Gegensatz zu den gewöhnlichen Bewegungsgleichungen der Dynamik. Sie sind mit Rücksicht auf die Grenzbedingungen zu integrieren. Hier unterscheidet W. hittaker zwei Typen, die aus der Theorie der Schwingungen von Membranen, Stäben, Ringen bekannt sind. Aus den Ergebnissen, die man beim Ring erhält, kann man schließen, daß eine normale Schwingung des Systems durch Ausdrücke der Form

$$u = A \sin(\nu t + p\Theta + q\Phi + r\Psi)$$
$$v = B \sin(\nu t + p\Phi + q\Phi + r\Psi)$$

dargestellt werden kann, wo p, q, r ganze Zahlen bedeuten. Setzt man in die Differentialgleichungen ein und eliminiert A und B, so kommt

$$\pm \nu = k + ap^2 + bq^2 + cr^2 + 2fgr + 2grp + 2hpq.$$

Durch Verfügung über die Konstanten kann man ersichtlich die einfachen Formeln von Deslandres erhalten. Allein auch die vollständige Formel für Bandenspektra läßt sich gewinnen, wenn man höhere Ableitungen, wie z. B. $\frac{\partial^2 u}{\partial \Theta^2} \cdot \frac{\partial^2 u}{\partial \Phi^2}$ usw., benutzt. Doch würden sich auch andere Gestalten der Formeln für Banden erhalten lassen.

Auf demselben Wege ist es auch möglich, ein Modell anzugeben, das die Linienserie des Wasserstoffs liefert. Dazu hat man für das schwingende Atom zwei ähnliche Bestandteile anzunehmen, deren potentielle Energie durch Ausdrücke

$$\frac{1}{2}au^2 + \frac{1}{2}b\left(\frac{\partial u}{\partial \Theta}\right)^2 \text{ bzw. } \frac{1}{2}av^2 + \frac{1}{2}b\left(\frac{\partial v}{\partial \Theta}\right)^2$$

---

*) Dieser Punkt ist von besonderer Bedeutung für die Konsequenzen der Theorie. Er schließt die Dispersion aus.

**) Eine besondere Betrachtung zeigt, daß $l\frac{\partial v}{\partial t}$ äquivalent $-l\frac{\partial u}{\partial t}$ sein muß.

gegeben ist. Verbindet man beide durch ein Glied $\frac{\partial u}{\partial \Theta}\frac{\partial^2 v}{\partial t \partial \Theta}$ und verfährt wie früher, so erhält man zwei Gleichungen:

$$au - b\frac{\partial^2 u}{\partial \Theta^2} - \frac{\partial^3 v}{\partial t \partial \Theta^2} = 0,$$
$$av - b\frac{\partial^2 v}{\partial \Theta^2} + \frac{\partial^3 u}{\partial t \partial \Theta^2} = 0.$$

Bei Annahme ringförmiger Symmetrie erhält man periodische Lösungen:

$$u = A \sin(\nu t + m\Theta)$$
$$v = B \sin(\nu t + m\Theta).$$

Diese liefern durch Einsetzen die Gleichung

$$\pm \nu = b + \frac{a}{m^2},$$

also die Balmersche Gleichung.

Da bei der Theorie von Whittaker die rechnerische Formulierung die Hauptsache ist, so war es notwendig, darauf einzugehen. Man sieht, daß sich die ganze Überlegung auf Symmetriebetrachtungen und die Annahme stützt, daß im Molekül zwei Atome durch eine zyklische Verbindung miteinander gekoppelt sind. Hiermit ist auch alles Wesentliche gegeben. Es ist bekannt, daß sich unendlich viele mechanische Bilder angeben lassen, die zu denselben Gleichungen führen. Man kann die Theorie also als phänomenologisch bezeichnen und wird zugeben, daß sie sich durch große Allgemeinheit und bedeutende Leistung auszeichnet. Entscheidend für die Beurteilung ist der Erfolg, mit dem man mittels derselben Gleichungen die Erscheinungen der Dispersion und des Zeemaneffektes darstellen könnte. Diese Frage ist jedoch noch offen. Die Theorie dürfte hier auf Schwierigkeiten stoßen.

Aus der zweiten Kategorie der Theorien seien hier die Ansätze von Garbasso*) genannt. Dieser untersucht die elektrischen Schwingungen komplizierter Leitersysteme, deren einzelne Leiter sich verhalten wie Hertzsche Resonatoren. Es lassen sich dann unter gewissen Voraussetzungen Leiterkombinationen angeben, die gekoppelt Dublets und Triplets emittieren, wenn die einzelnen Leiter gleich sind und nur eine einzige Periode besitzen. Zu einem gegebenen System von einer endlichen Anzahl von Wellenlängen lassen sich sehr zahlreiche Modelle von kombinierten Leitern finden. Unter bestimmten Annahmen kann man die Zahl der möglichen Resonatormodelle einschränken. Allein die Theorie

*) A. Garbasso, Vorlesungen über theoretische Spektroskopie. Leipzig 1906.

versagt bei der hier entscheidenden Probe (die anderen Mängel seien übergangen); sie liefert nämlich immer nur eine endliche Zahl von Perioden, keine Serienformel. Man muß also diesen Weg für ungangbar erklären *).

Auf durchaus anderem Wege gehen Hasenöhrl **) und Herzfeld ***) vor. Hasenöhrl benutzt eine Modifikation der Planckschen Strahlungstheorie. Er denkt sich die leuchtenden Gasmoleküle als Plancksche Oszillatoren, deren Energie bei der Emission nicht kontinuierlich abnimmt, sondern eine Reihe diskreter Werte $E_s \ldots E_0$ durchläuft. Während jedoch Planck annimmt, daß die Schwingungszahl von der Energie unabhängig ist, setzt Hasenöhrl eine Abhängigkeit voraus, etwa in der Art, wie die Periode eines Pendels mit endlicher Amplitude von seiner Energie abhängt. Man hat also $\tau = 1/\nu = f(E)$. Weiter nimmt Hasenöhrl an, daß stets

$$\int_{E_s}^{E_s+1} \tau \, dE = h$$

ist, wo h das Energiequantum $6{,}5 \times 10^{-27}$ erg sec bedeutet. Daraus folgt, daß zu jedem Energiewert E_s des Oszillators eine Periode $\tau_s = f(E_s)$ gehört, die durch den Wert von h und die Form der Funktion f bestimmt ist. Die Perioden τ_s bzw. die Schwingungszahlen ν_s bilden somit eine diskontinuierliche Reihe. Die Zahl der Glieder derselben ist freilich im Gegensatz zu der üblichen Auffassung der Serien stets eine endliche. Findet man eine geeignete Funktion f, so kann man die Serienformeln ableiten, oder umgekehrt; man kann, wie dies Herzfeld weiter ausführt, zu jeder vorgelegten Serienformel die Funktion f finden, z. B. zu der Balmerschen Serienformel. Setzt man beispielsweise $\frac{d\nu}{dE} = const$ und nimmt an, daß diese Konstante klein ist, so kommt man auf eine Formel, nach der die Differenzen aufeinanderfolgender Schwingungszahlen eine arithmetische Reihe bilden. Die Formel hat also eine gewisse Ähnlichkeit mit der Deslandres-

*) Andere, ähnliche Versuche bei: F. Koláček, Ann. d. Phys. (3) **58**, 271—310 (1896); P. Zonta, N. Cim. **11**, 237 (1906).

) F. Hasenöhrl, Phys. Zeitschr. **12, 931—935 (1911).

***) K. Herzfeld, Ber. Wien. Akad. **121**, IIa, 593—601 (1912).

schen Formel. Man kann fragen, ob sich die angenommene Abhängigkeit der τ von E mechanisch oder elektrisch deuten läßt. Nimmt man z. B. das beim Pendel geltende Gesetz, so kommt man auf eine Serie, die freilich nicht genau der Balmerschen Regel folgt. Herzfeld zeigt, daß man auch ein Thomsonsches Atommodell (Elektron in Kugel mit positiver Ladung kreisend) so modifizieren kann, daß die Schwingungszahlen, nach dem oben beschriebenen Verfahren berechnet, die Balmersche Serie mit endlicher Gliederzahl bilden, oder, genauer gesagt, daß man die Verteilung der positiven Elektrizität entsprechend der Balmerschen Formel bestimmen kann. Dieses Modell unterliegt dann freilich den Bedenken, von denen weiter unten noch die Rede sein wird. Ob sich der von Hasenöhrl gegebene Ansatz als brauchbar erweisen kann, muß sich erst noch zeigen. Ein gewisses Bedenken liegt darin, daß er, um die Serienabsorption zu erklären, auch die quantenhafte Aufnahme der Energie voraussetzen muß, eine Annahme, die Planck als überflüssig dargetan hat und auf die man angesichts der Schwierigkeiten der Quantenvorstellung nicht unnötig zurückkommen möchte.

§ 153. Wir wenden uns daher der dritten Art von Theorien zu, bei denen man von bestimmten Vorstellungen über die Art der Bewegung der Elektronen in den Atomen ausgeht. Man kann zunächst ganz von der dynamischen Seite des Problems absehen und lediglich die Frage aufwerfen, welche Bewegungen der Elektronen geeignet sind, um gewisse Arten von Linien, z. B. Dublets oder Triplets zu geben. Die Bahnen der Elektronen können dabei ähnlichen Störungen unterworfen gedacht werden, wie die Bewegungen der Planeten um die Sonne. Betrachtungen dieser Art hat Stoney angestellt. Sie liefern eine Reihe bemerkenswerter Resultate. Allein sie sind unbefriedigend hinsichtlich der Stabilität der untersuchten Systeme, wie auch hinsichtlich aller dynamischen Fragen und führen zu keiner brauchbaren Spektralformel.

So ist man gezwungen, dynamische Untersuchungen anzustellen. Dies ist durch J. J. Thomson, Jeans, Lord Rayleigh, Nagaoka, Schott, Nicholson, Ritz und andere geschehen. Die Theorie von Ritz steht in einem Gegensatz zu den anderen Theorien. Sie soll an letzter Stelle genannt werden. In allen anderen Theorien wird, um die Schwingungen der Elektronen zu

erklären, eine elektrostatische Kraft zu Hilfe genommen. Man denkt sich die Elektronen einzeln oder zu Ringen geordnet in einer positiv geladenen Kugel, die entweder einen begrenzten Raumteil einnimmt oder sich mit abnehmender elektrischer Dichte ins Unendliche erstreckt. Die Raumladung wird entweder als kontinuierlich den Raum erfüllend, oder als atomistisch zusammengesetzt angenommen.

Die Theorien dieser Gruppe begegnen mehreren fundamentalen Schwierigkeiten. Zunächst ist ein derartiges Atom nur unter ganz bestimmten Voraussetzungen und für eine relativ kleine Zahl von Elektronen stabil*); ist das System der Elektronen in Rotation begriffen, so gelten weitere einschränkende Bedingungen. Zweitens bringt die künstliche Vorstellung des positiv geladenen Raumteiles Schwierigkeiten mit sich, und drittens erhält man im allgemeinen quasielastische Kräfte, die die Elektronen in die Ruhelage zurückführen; es gehen also Beschleunigungen in die Bewegungsgleichungen ein; hieraus folgt, daß im allgemeinen die Formel für die Schwingungszahlen diese im Quadrat, statt in der ersten Potenz enthält. Auch fehlt ein einleuchtender Unterschied zwischen Linienspektren und Bandenspektren, namentlich solchen von Verbindungen.

§ 154. Einige Beispiele mögen dies näher erläutern. So denkt sich Jeans**) das Atom als aus unendlich vielen positiv geladenen Elektronen bestehend, die einen um ein Zentrum symmetrischen Raum praktisch kontinuierlich erfüllen. In diesem Schwarm positiver Elektronen befinden sich die negativen Elektronen. Sie wirken aufeinander wie auf die positiven Elektronen nach einem Kraftgesetz, dessen Potential von dem gewöhnlichen verschieden ist. Man kann sich die Elektronen so verteilt denken, daß positiv und negativ geladene Doppel-Kugelschalen entstehen. Die äußerste Schale besteht aus negativen Elektronen. Diese Kugelschalen können unendlich kleine Schwingungen ausführen. Dieselben werden durch eine Formel dargestellt, die mit der Balmerschen Formel Ähnlichkeit hat. Jede Schale bringt zwei derartige Serien hervor, deren jede unendlich viele Linien enthält, die sich einer bestimmten Grenze nähern. Allein die

*) Vgl. z. B. A. E. Haas, Wien. Ber. **120**, IIa, 1111—1171 (1911); J. J. Thomson, Phil. Mag. (4) **7**, 273 (1904), u. a. m.

) J. H. Jeans, Phil. Mag. (6) **2, 421 (1901); ebenda (6) **11**, 605 (1906). Der Leser sei besonders auf die erste Arbeit verwiesen, die wichtige Ausführungen über die Emission der Gase enthält.

Theorie führt zu einem mit der Erfahrung nicht übereinstimmenden Zeemaneffekt. Außerdem geht in die erhaltene Formel das Quadrat der Schwingungszahlen ein, statt der ersten Potenz.

Lord Rayleigh*) untersucht ein Atom, das aus einer starren, gleichmäßig geladenen positiven Kugel besteht, in der im Gleichgewichtszustande unendlich viele negative Elektronen gleichförmig verteilt sind, so daß das ganze Atom im Gleichgewicht elektrisch neutral ist. Treten Störungen ein, so schwingen negative Elektronen über die Oberfläche der positiven Kugel hinaus und wieder hinein. Die entsprechende Differentialgleichung wird durch Kugelfunktionen gelöst, deren Ordnungszahlen in die Formel für die Schwingungszahlen eingehen. Man erhält so eine einzige Linie und eine einzelne Serie. Die Serienformel ist jedoch, wie schon Rayleigh selbst hervorgehoben hat, falsch; sie würde lauten: $\nu^2 = k.m/(2m+l)$. Die Folgerungen für den Zeemaneffekt sind nicht untersucht worden. Gegen beide Theorien ist außer den schon genannten Gründen einzuwenden, daß sie unendlich viele Elektronen annehmen, dazu diese als Punktladungen behandeln. Immerhin sind die Resultate der Theorie von Jeans annehmbarer als diejenigen der Rayleighschen Theorie; die erstere muß in vieler Hinsicht als einer der besten Versuche zur Aufstellung eines Atommodells bezeichnet werden, wie ich hier nicht im einzelnen ausführen kann.

Nagaoka**) und andere legen ein Elektronensystem zugrunde, das aus einem Kreis von negativen Elektronen besteht, die sich nach dem Coulombschen Gesetz abstoßen und in gleichen Winkelabständen auf einem Kreise verteilt sind. In der Mitte des Kreises befindet sich ein positives Elektron von großer Masse. Der Ring der negativen Elektronen rotiert. Störungen dieses Ringes bewirken die Emission. Ist die Zahl der Elektronen im Ringe sehr groß (inwieweit das möglich ist, bleibt dahingestellt), so erhält man für die Schwingungszahl, bzw. deren Quadrat, eine Formel, aus der sich die Deslandressche Formel für Bandenserien als Spezialfall ergibt. Dies gilt für die Schwingungen des Ringes senkrecht zur Ringebene. Die Schwingungen in radialer und tangentialer Richtung sollen die Serien der Linienspektra liefern. Allein die Formel für die Schwingungszahlen enthält wieder deren Quadrat, außerdem würden für sehr hohe Ordnungszahlen die Abstände der Linien wieder wachsen; sodann aber gelten die Formeln nur für die relativen Schwingungszahlen des Ringes, bezogen auf ein mit dem Ringe sich drehendes System, nicht aber für die Schwingungszahlen, die ein ruhender Beobachter wahrnehmen würde, können also nicht direkt auf Serien angewendet werden***). Im

*) Lord Rayleigh, Phil. Mag. (6) **11**, 117—123 (1906); Scientif. Papers **5**, 289.

) H. Nagaoka, Phil. Mag. (6) **7, 445—455 (1904). A. Garbasso, Vorlesungen über theoretische Spektroskopie, S. 225 u. f. Leipzig 1906.

***) G. A. Schott, Phil. Mag. (6) **15**, 447 (1908).

allgemeinen soll ein Atom mehrere Ringe enthalten. Wie man sieht, ist das Resultat durchaus unbefriedigend, zum mindesten für die Serienspektra. Hierzu kommen aber noch andere prinzipielle Einwände. Das System ist nämlich nicht stabil*). Durch einen Überschuß an positiver Elektrizität läßt sich dies zwar erreichen, allein dann treten andere Schwierigkeiten ein. Außerdem führt die Annahme von schnell umlaufenden Elektronenringen zu anderen wesentlichen Bedenken**). Bei schnell umlaufenden Elektronenringen würde der auf die Rotation fallende Anteil der inneren Energie der Gase größer sein, als es mit den Resultaten der kinetischen Gastheorie verträglich ist; die Atome würden wie Kreisel wirken, ihre Lage im Raume bei Bewegungen der Körper festzuhalten suchen; die starken Magnetfelder der umlaufenden Elektronenringe müßten bei den Zusammenstößen der Atome auf die Emission einwirken und anderes mehr. Man vergleiche auch die Resultate und die Kritik von Schott.

Schott***) sucht sowohl die Annahme von willkürlichen, nicht elektromagnetischen Abstoßungskräften zwischen den negativen Elektronen, wie sie Jeans macht, wie die Bedenken von Rayleigh zu vermeiden. Auch er benutzt einen rotierenden Kreis von negativen Elektronen, nimmt aber (dies war die zweite Alternative von Jeans, die dieser nicht berücksichtigte) den Radius des Elektrons als variabel, das Elektron also als elastisch an. Unter Zuhilfenahme hydrodynamischer Vorstellungen und des Äthers lassen sich dann Regeln für die Kräfte zwischen den Elektronen aufstellen, aus denen hervorgeht, daß auf jedes Elektron des Ringes zwei tangentiale Kräfte wirken, eine Reaktion des Äthers infolge der Strahlung und ein Zug, den der Rest des Ringes infolge seiner Ausdehnung auf das Elektron ausübt. Je nachdem die eine oder die andere Kraft überwiegt, wird das Elektron beschleunigt oder verlangsamt, so daß sich automatisch stets wieder dieselbe, nur von der Zahl der Elektronen im Ringe abhängige Geschwindigkeit einstellt. Auf diese Weise wird die erste Forderung einer für die Emission scharfer Spektrallinien genügenden Stabilität erfüllt. Dann†) zeigt sich, daß die infolge der gleichmäßigen Rotation eines Elektrons oder eines Ringes in einer gleichförmig positiv geladenen Kugel stattfindende Strahlung nicht ausreicht, um die Intensität der wirklich beobachteten Spektrallinien, z. B. der D-Linien, zu erklären. Die Elektronen müssen jedoch in Ringen angeordnet sein; einzelne freie Elektronen können nicht permanent in dem Atom existieren und selbständig Schwingungen ausführen. So kommen nur die Schwingungen innerhalb der einzelnen Elektronenringe als Ursachen für die Emission in Frage. Das Schwingungsproblem ist hier im Grunde dasselbe wie bei den bereits erwähnten Ringtheorien und

*) G. A. Schott, Phil. Mag. (4) **8**, 384—387 (1904) und andere Stellen.

) J. H. Jeans, ebenda (4) **11, 605—607 (1906).

***) G. A. Schott, ebenda (6) **12**, 21—29 (1906).

†) Derselbe, ebenda (6) **13**, 189—213 (1907).

in seinen Grundzügen schon von Maxwell bei der Untersuchung des Problems des Saturnringes erledigt. Schott nimmt ferner an, daß die einzelnen Ringe durch Ausstoßung eines oder mehrerer Elektronen in Schwingungen versetzt werden. Ein derartiger Ring werde ionisiert genannt. Dann kann jeder Ring sechs Arten von Schwingungen ausführen, je nach dem Verhältnis der Periode zur Umlaufszeit des Ringes. In jeder der sechs Klassen gibt es wieder n Unterklassen, wenn n die Zahl der Elektronen im Ringe bedeutet; jede dieser Unterklassen umfaßt wieder k Abteilungen, wenn k die Zahl der Segmente angibt, in die sich der ionisierte Ring während des Schwingens teilt. Die Intensität fällt mit der Zahl der Segmente schnell ab. Eine Schätzung zeigt, daß höchstens die drei ersten Klassen (bis zu 3 Segmenten) noch wahrnehmbare Intensitäten liefern können und auch nur dann, wenn die Ionisierung bedeutend ist. Ist die Rotationsgeschwindigkeit eines einzelnen Ringes nun sehr klein gegen die Lichtgeschwindigkeit, so läßt sich zeigen, daß höchstens 18 verschiedene Schwingungen auftreten können, nämlich in jeder Gruppe sechs. Ist die Rotationsgeschwindigkeit mit der Lichtgeschwindigkeit vergleichbar, so wird zwar der Ausdruck für die Schwingungszahlen transzendent und gibt unendlich viele Perioden; von diesen erreichen aber wiederum nur 18 wahrnehmbare Intensitäten. Hieraus ist zu schließen, daß ein Atom mit einem einzelnen Ringe nicht ein Spektrum mit einer größeren Anzahl von Linien, insbesondere auch kein Serienspektrum oder Bandenspektrum erklären kann. So wird die weitere Frage nach der Existenz einer Serienformel gegenstandslos. — Weiterhin hat Schott*) dann noch seine Untersuchungen ausgedehnt, indem er die Stabilität der Atome fallen läßt und sich die Frage vorlegt, unter welchen Umständen die Permanenz eines nicht stabilen Atoms genügt, um Linien von der tatsächlich beobachteten Schärfe bzw. Interferenzfähigkeit hervorzubringen. Er kommt zum Schlusse, daß dies nur möglich ist, wenn die Elektronen innerhalb jedes Atoms sich auf koaxialen kreisförmigen Ringen in gleichem Abstande voneinander befinden. Eine genauere Analyse führt Schott zum Schlusse, daß ein einzelner Ring höchstens die folgenden Schwingungen liefern kann: 1. eine intensive Linie von geringer Frequenz; 2. ein Oktett von fünf starken und drei schwachen Linien mit nahe der gleichen Periode (in bezug auf die Umlaufszahl des Ringes); 3. ein Quintett von drei starken und zwei sehr schwachen Linien von nahezu der doppelten Periode; 4. ein Triplet von drei sehr schwachen Linien von der dreifachen Periode. Auch eine Abschätzung der Zahl der Linien, die ein aus vielen Ringen bestehendes Atom aussenden kann, ist möglich. Hat z. B. der größte Ring 100000 Elektronen, so erhält man höchstens 386 Linien. Ein System, dessen Masse derjenigen des H-Atoms gleich wäre, würde nicht mehr als 92 Linien geben können. Allein, auch wenn man von dieser Konsequenz absieht, würde ein System, wie es Nagaoka auf-

*) G. A. Schott, Phil. Mag. (6) **15**, 438—467 (1908).

stellt, höchstens einen Zug von 104 ungestörten Wellen liefern können. Das System von Nagaoka scheint danach unzureichend.

§ 155. Das Resultat für die Theorie der Elektronenringe ist also wenig befriedigend. Um eine brauchbare Spektralformel zu liefern (sofern das überhaupt gelingt), muß auf kinematische Beziehungen, also Bahnbewegungen, zurückgegriffen werden. Die erforderliche Stabilität der Atome zwingt nun zu der weiteren Annahme von elastischen Elektronen, die ihr Volumen ändern können. Allein selbst dann genügt ein einzelner Ring noch nicht, um eine Serie eines Linien- oder Bandenspektrums hervorzubringen. Auch ist kein System, das elektrische Ladungen enthält, die in Bahnbewegungen begriffen sind, vollkommen stabil.

Man kann nun auch die Forderung der Ableitung von Serien oder Banden fallen lassen und fragen, ob nicht ein System der besprochenen Art genügt, um wenigstens einen Teil der Linien eines Gasspektrums oder die Linien der einfachsten bisher beobachteten Spektra hervorzubringen. Diesen Weg schlägt Nicholson*) ein.

Nicholson berechnet das Spektrum eines Atoms, das dem Atom von Nagaoka gleicht. In elektrisch neutralem Zustande enthält ein Atom des „Nebuliums" vier negative Elektronen auf einem Kreise in gleichen Abständen verteilt. Es kann auch ein Elektron ausgestoßen werden. Dann verteilen sich die drei negativen Elektronen auf den Kreis und man hat ein positiv geladenes Nebuliumatom. Ist negative Elektrizität im Überschuß da, so hat man ein Nebuliumatom mit einer oder mehreren negativen Ladungen. Das Atom wird jedoch als dasselbe angesehen, solange die positive Ladung die gleiche bleibt. Diese hat den Betrag $4e$. Es wird angenommen, daß die Ladung in gleichförmiger Dichte auf ein kugelförmiges Volumen verteilt ist, dessen Inhalt klein ist, selbst gegen das Volumen eines Elektrons. Die positive Ladung soll sich im Mittelpunkt des rotierenden Elektronenringes befinden.

In Anlehnung an J. J. Thomson und Schott werden nun die Schwingungen des Ringes senkrecht zu seiner Ebene berechnet und von allen nur diejenigen beibehalten, bei denen sich der Ring in 1, 2, 3 Sektoren teilt. Dabei wird zunächst nur auf die elektrostatischen Kräfte Rücksicht genommen, da sich zeigt, daß die auftretenden magnetischen Kräfte nur geringe Änderungen in den berechneten Zahlen (cr. $4A$) hervorrufen können, vorausgesetzt, daß die Geschwindigkeit der Elektronen klein ist gegen diejenige des Lichtes. So erhält Nicholson für das neutrale Atom drei Linien, die in das sichtbare Spektrum fallen

*) J. W. Nicholson, Monthl. Not. R. A. S. **72**, 49—64, 139—150 (1911).

könnten, nämlich $\lambda = 2\pi c/\mu$, $\lambda = 2\pi c/\mu \cdot 0{,}872$ und $\lambda = 2\pi c/\mu \cdot 0{,}869$, wo μ die Winkelgeschwindigkeit des rotierenden Elektronenringes bedeutet und c die Lichtgeschwindigkeit.

Nur die ersten beiden Linien können nach den Berechnungen von Schott intensiv sein. Nicholson identifiziert sie mit Linien des Nebelspektrums. Dann berechnet er aus der einen Linie $\lambda = 5006{,}9$ mit Hilfe der obigen Zahlen als zweite Linie $\lambda = 4367$, während gemessen ist $\lambda = 4363{,}4$. Die Abweichung bleibt in den Fehlergrenzen der Rechnung (infolge der Vernachlässigung des Magnetfeldes). Man kann ersichtlich sowohl die Geschwindigkeit der Elektronen wie den Radius ihrer Bahn berechnen, wenn man die Identifizierung mit den Nebellinien gelten läßt, und gelangt so zu Zahlen, die mit den auf total anderem Wege gefundenen ziemlich übereinstimmen*). Berechnet man in der gleichen Weise die Schwingungszahlen für ein Atom mit einem überschüssigen Elektron, so findet man wiederum die Wellenlängen von drei Linien. Identifiziert man eine von ihnen mit der Nebellinie $\lambda = 3869$, so erhält man eine zweite Linie $\lambda = 4743$, während gefunden ist $\lambda = 4740$. Auch bei einer weiteren, meist als Wasserstofflinie angesehenen Linie**) findet man die gleiche Übereinstimmung mit derselben Fehlergrenze. Ähnliche Folgerungen ergeben sich für ein einfach positiv geladenes Nebuliumatom, ein Atom mit doppelter positiver Ladung (Verlust von zwei Elektronen) und doppelter negativer Ladung, so daß schließlich alle nicht unzweifelhaft zu H oder He gehörigen Nebellinien bis auf eine theoretisch gedeutet werden können. Eine Untersuchung der Wahrscheinlichkeit, daß dies Ergebnis zufällig ist, führt zum Schlusse, daß die Wahrscheinlichkeit kleiner ist als 5 in eine Million. Auch ohne eine Prüfung der energetischen Seite des Problems glaubt Nicholson daher berechtigt zu sein, von einem Element Nebulium zu sprechen und diesem die besprochenen Eigenschaften beizulegen. Eine weitere Untersuchung eines Systems mit fünf positiven Einheiten (Nicholson nennt es „Protofluorin") führt zum Schlusse, daß die 14 stärkeren Linien der Sonnenkorona mit einer einzigen Ausnahme durch das vorgeschlagene Modell emittiert werden.

Auf jeden Fall ist die Koinzidenz außerordentlich bemerkenswert und weist darauf hin, daß die Elektronenring-Hypothese nicht ganz zu verwerfen ist, wenn sie auch die Serienspektra nicht zu erklären vermag***).

---

*) Z. B.: Radius $a = 3{,}45 \times 10^{-8}$, $\mu = 1{,}25 \times 10^{5} \times c$, Geschwindigkeit der Elektronen gleich $0{,}0043 \times c$.

) Dies ist wohl unzutreffend, vgl. A. Nicholson, Monthl. Not. R. A. S. **72, 176—177 (1912).

***) Einen allgemeinen Einwand gegen alle Theorien dieser Form, den Schott [Phys. Zeitschr. **9**, 214 (1908)] und andere aus der Dispersionstheorie herleiten, habe ich hier aus den von Cl. Schäfer [Ann. d. Phys. (4) **29**, 715 (1909)] hervorgehobenen Gründen nicht erwähnt.

Nicholson*) hat weiterhin noch einige Teile der Theorie durch Berücksichtigung der Masse des positiven Kerns verbessert und versucht, seine Theorie in Beziehung zur Planckschen Theorie der quantenhaften Emission zu setzen. Er nimmt dazu an, daß die Emission nur bei der Aufnahme oder Abgabe eines Elektrons stattfindet. Die lebendige Kraft des rotierenden Elektronenringes soll die Energiequelle sein. Setzt man diese Energie proportional dem Produkt aus der Schwingungszahl in das Elementarquantum, so kann man z. B. für „Protofluorin" und gegebene λ die Zahl der Quanten pro Elektron berechnen. Je nach der Annahme über die Zahl der Elektronen im Ring erhält man so Wertreihen, aus denen Nicholson auf serienähnliche Folgen von Schwingungszahlen schließt, indem er voraussetzt, daß sich die genannten Wertreihen nach der an vier Gliedern gefundenen Regel fortsetzen lassen. Dieser Schluß bedarf indes noch einer Begründung. Bedenklich scheint es auch, daß die Theorie von Nicholson annehmen muß, daß die leuchtenden Gase stets ionisiert sind.

§ 156. Während bei den im letzten Paragraphen besprochenen Theorien stets elektrostatische Kräfte herangezogen werden, um die Schwingungen der Elektronen im Atom zu erklären, nimmt Ritz**) magnetische Felder an, die in den Atomen vorhanden sind, und unter deren Einfluß sich die Elektronen bewegen. Diese Annahme stützt sich zunächst auf die Ergebnisse vieler neuerer Untersuchungen über die magnetischen Eigenschaften der Elemente, nach denen es wahrscheinlich ist, daß die Atome Magnetfelder besitzen, die einen Teil ihrer konstitutiven Eigenschaften ausmachen***). Auf der anderen Seite vermeidet Ritz auf diesem Wege die große Schwierigkeit der elektrostatischen Theorien, in deren Gleichungen in der Regel die Beschleunigungen eingehen, während die magnetischen Kräfte von den Geschwindigkeiten abhängen. So erscheinen die Schwingungszahlen im Resultat in der ersten Potenz.

Über die Konstitution des Magnetfeldes macht Ritz die folgenden Annahmen. Er denkt sich zunächst im Atom eine Anzahl von linearen Magneten oder Stäbchen, getrennt vielleicht durch nicht magnetisierte Stäbchen, in einer Geraden angeordnet. Es sei zunächst ein einziges Stäbchen von der Länge l und der Pol-

*) J. W. Nicholson, Monthl. Not. **72**, 677—692 (1912).

) W. Ritz, Ann. d. Phys. (4) **25, 660—696 (1908); Ges. Werke, S. 98—136; vgl. auch C. R. **144**, 634—636 (1907); **145**, 178—180 (1907).

***) Man vergleiche insbesondere die Untersuchungen von P. Weiss (Theorie der Magnetonen), Verh. d. D. Phys. Ges. **13**, 718—755 (1911).

stärke μ vorhanden. Dann ist die Feldstärke im Abstande r von der Mitte des Magneten und in dessen Achse:

$$\pm H = \mu\left[\frac{1}{r^2} - \frac{1}{(r+l)^2}\right].$$

In einem homogenen Felde führt weiter bekanntlich ein Elektron eine Schraubenbewegung aus, die in eine gleichförmige Translation parallel zu den Kraftlinien und eine kreisförmige Schwingung von der Schwingungszahl:

$$\nu = eH/mc$$

zerlegt werden kann, wo e die Ladung, m die Masse des Elektrons und c die Lichtgeschwindigkeit bedeutet. Auch wenn das Feld nicht homogen ist und das Elektron durch quasielastische Kräfte in seiner Ruhelage festgehalten wird, bleibt das Resultat bestehen, wenn nur die quasielastischen Kräfte klein sind gegen das Magnetfeld, und die Amplitude der Bewegung klein genug genommen wird. Setzt man den Wert für H ein, so erhält man die Formel:

$$\pm\nu = \frac{\mu e}{mc}\left[\frac{1}{r^2} - \frac{1}{(r+l)^2}\right].$$

Hierbei ist angenommen, daß das Elektron gezwungen ist, sich in einer zur Achse senkrechten Ebene zu bewegen.

Hat man statt eines Magnetstäbchens eine Reihe von n unter sich gleichen Stäben von der Länge s, so wird $l = ns$ und

$$\pm\nu = \frac{\mu e}{s^2 mc}\left[\frac{1}{a^2} - \frac{1}{(a+n)^2}\right] \qquad n = 1, 2, 3 \text{ usw.},$$

wo $a = \frac{r}{s}$. Damit ist zunächst eine Formel gewonnen, die der Balmerschen Formel entspricht, eine Grenze gibt und die universelle Konstante N enthält, wenn man für alle Elemente das gleiche e/m und die gleichen Elementarmagnete voraussetzt. Man erhält die Balmersche Formel exakt, wenn man $a = 2$, den Abstand des Elektrons also gleich der doppelten Länge eines Elementarmagneten setzt. Dies würde also dem Wasserstoffatom entsprechen. Andere ganze Zahlen für a eingesetzt würden das Kombinationsprinzip ergeben.

Besitzt der Elementarmagnet eine andere Länge, z. B $s(1+\varepsilon)$, so erhält man eine Serie, die mit der ersten die Grenze gemeinsam hat, wie das bei den Nebenserien und den Komponenten der

Hauptserien der Fall ist. Variiert man gleichzeitig den Abstand $r = as$ in passender Weise, so erhält man die Rydbergsche Formel.

Das Atomfeld μ/s^2 hat die Größe 1.168×10^9 Gauß. Vergleicht man die Ritzsche Formel:

$$\pm\nu = N\left[\frac{1}{a^2} - \frac{1}{[n+\alpha+\beta(A-\nu)]^2}\right] \qquad \left(A = \frac{N}{a^2}\right)$$

mit der theoretisch abgeleiteten Formel, so läßt sich der Unterschied so deuten, daß nicht nur bei den verschiedenen Elementen der Abstand der schwingenden Ladung vom nächsten Pol von Serie zu Serie variiert, sondern daß auch der Abstand des zweiten Poles vom ersten und von e kein einfaches additives Gesetz befolgt. Die Abweichung ist proportional $A - \nu$, d. h. umgekehrt proportional dem Quadrat der Entfernung von e und, wie bereits bekannt, im System der Elemente veränderlich.

Man kann nun, wie es Paschen tut*), die allgemeinen Formeln dadurch zu erhalten suchen, daß man andere geometrische Anordnungen für die Elementarmagnete und die schwingenden Elektronen sucht und statt der reziproken Quadrate der Entfernung des Elektrons Funktionen $f_1(n)$, $f_2(n)$ zweier ganzer Zahlen bestimmt, die der Formel für die Schwingungszahlen die Gestalt

$$\nu = N\left[\frac{1}{[f_1(n)]^2} - \frac{1}{[f_2(n)]^2}\right], \qquad N = \frac{e}{2\pi mc}\frac{\mu}{s^2}$$

geben. Es wäre von Interesse, derartige Modelle aufzustellen und genau zu untersuchen. Dies ist anscheinend bisher jedoch noch nicht geschehen.

Bei der Beurteilung der Ritzschen Theorie wird man sich zunächst die Frage vorlegen, inwiefern die erhaltene Formel den Anforderungen entspricht. Dann ist einleuchtend, daß die Form der Balmerschen Wasserstoffformel richtig erhalten wird; auch nähern sich die Linien einer Grenze. Ihre Zahl kann jedoch nicht unendlich sein, da n die Zahl der Elementarmagnete in einer nicht zum Kreis geschlossenen Kette bedeutet. So wird man zu der zweiten Frage geführt, ob die vorgeschlagenen Magnetfelder mit den Vorstellungen der Elektrizitätstheorie vereinbar sind. Ritz selbst beantwortet die Frage wie

*) F. Paschen, Jahrb. f. Radioakt. 8, 186 (1911).

folgt: Die Elementarmagnete etwa durch umlaufende Elektronen zu ersetzen, hält Ritz deshalb für untunlich, weil dann das System nicht stabil genug würde, um die Feinheit der Spektrallinien zu erklären. Er bevorzugt statt dessen geladene Rotationskörper, die bei großer und gleichförmiger Rotationsgeschwindigkeit nicht ausstrahlen und relativ unveränderliche Felder geben. Es läßt sich zeigen, daß stets eine Oberflächenverteilung der Elektrizität auf einem Rotationskörper möglich ist, deren magnetisches Feld im ganzen Außenraume identisch ist mit dem Felde eines Linearmagneten, dessen Pole im Inneren des Körpers auf der Achse eine gegebene Lage einnehmen. Derartige untereinander identische Körper von abwechselnd entgegengesetzter Ladung und Rotation denkt sich Ritz auf gemeinsamer Achse aneinander gereiht. Im Falle der Balmerschen Formel denkt sich Ritz an den Enden der Kette einen ebensolchen Rotationskörper, der entweder ungeladen ist oder keine Drehgeschwindigkeit besitzt. Im letzteren Falle würde sich der Körper wie eine Punktladung verhalten. Doch ist diese Vorstellung für die Theorie unwesentlich. Die Kräfte sind auf die Pole bezogen, also im Sinne der Funktionentheorie durch die Singularitäten definiert, auf die sich die einfachen Gesetze beziehen. Es ist jedoch wichtig, zu untersuchen, ob die Ritzsche Theorie den Zeemaneffekt richtig darstellt. Auch diese Frage hat Ritz schon selbst angegriffen und untersucht, welches der Einfluß eines äußeren Feldes ist, wenn man die quasielastischen Kräfte der Lorentzschen Theorie durch molekularmagnetische ersetzt. Ich muß die Einzelheiten der Rechnung hier übergehen. Es ergibt sich, daß die Theorie die anomalen Zeemaneffekte erklärt und zugleich die Rungesche Regel liefert, abgesehen von dem Zusammenhang mit dem Normalintervall a (vgl. S. 284). Dies gelingt, indem sich Ritz das System der Elementarmagnete fest mit dem Atom verbunden denkt. Dieses besitzt eine Ladung, wird von den im Magnetfeld Schraubenbewegungen beschreibenden freien Elektronen gleichsam mitgerissen*) und führt eine Präzessionsbewegung aus, die nun den Zeemaneffekt liefert.

Voigt hat eingehend die Frage untersucht**), und zwar indem er die Ritzsche Theorie für die Magneteffekte und die Absorption

*) Einwände hiergegen siehe W. Voigt, Ann. d. Phys. (4) **36**, 875 (1911).

**) W. Voigt, ebenda, S. 873—906 (1911).

ausbaut, wobei sich zunächst zeigt, daß die Erscheinungen der Absorption und Dispersion praktisch in derselben Weise durch die Ritzsche Theorie dargestellt werden, wie durch die bisherigen Theorien. Dann aber zeigen sich Widersprüche mit der Erfahrung, da die Ritzsche Theorie schon beim einfachen Absorptionstriplet unrichtige Intensitäten ergibt. Weitere Einzelheiten seien übergangen. Auf Grund seiner Überlegungen kommt Voigt zum Schluß, daß die Ritzsche Hypothese faktisch die komplizierten Zeemanzerlegungen nicht wiedergibt und auch bei einfachen zu Widersprüchen mit der Erfahrung führt. Im Gegensatz hierzu glaubt Koerner*) die Ritzsche Theorie halten zu können, wenn er die Beschränkung einführt**), daß die Magnetfelder der Atome von rotierenden negativen Elektronen herrühren und für die Winkelgeschwindigkeit der Präzessionsbewegung den festen Wert $-\frac{1}{2}\frac{e}{m}\frac{H}{c}$ einsetzt. Es scheint mir nicht, als ob damit die Bedenken von Voigt***) endgültig widerlegt seien.

Schließlich muß man noch die Frage aufwerfen, wie sich die Ritzsche Theorie zu den Gesetzen der Bandenspektra stellt. Ritz selbst hat schon hervorgehoben, daß die Bandenspektra von der Theorie, so wie sie hier geschildert ist, ausgeschlossen seien†). Einige Andeutungen, die sich in seinem Nachlaß gefunden haben, sind dann von P. Weiss††) bearbeitet worden. Ritz greift zurück auf eine Vorstellung, die im Grunde schon von Deslandres†††), Lord Rayleigh§) u. a. benutzt worden ist, indem er einen Faden von aneinandergereihten oder zu einem Kreise zusammengebogenen Elementarmagneten betrachtet, der wie eine Saite oder eine Kette schwingen kann. In gleichen Abständen trägt die Kette elektrische Ladungen, die um die Achse Kreisschwingungen aus-

*) K. Koerner, Verh. d. D. Phys. Ges. **15**, 69—74 (1913).

**) Auch hiergegen wird man naheliegende Bedenken erheben können, da dann eine Verteilung positiver Elektrizität gefunden werden muß, die das ganze System neutralisiert und stabilisiert.

***) A. a. O. findet man weitere.

†) Ges. Werke, S. 112.

††) W. Ritz, Ges. Werke, S. 526—530.

†††) H. Deslandres, C. R. **110**, 748—750 (1890).

§) Lord Rayleigh, Phil. Mag. (5) **44**, 356—362 (1897); vgl. für die älteren Arbeiten von Fitzgerald, Schuster u. a. Kaysers Handbuch, Bd. II, S. 605.

führen. Unter dem Einfluß der Spannung und des Magnetfeldes schwingt die Kette und man erhält einen Ausdruck für die Schwingungszahlen, der in erster Annäherung auf das Gesetz von Deslandres führt, allein als Ganzes so wenig wie die Regel von Deslandres mit der Erfahrung übereinstimmt.

§ 157. Ich habe die Theorie von Ritz besonders eingehend behandelt, weil sie in mancher Hinsicht mehr leistet als die anderen Theorien und von vielen Seiten in ihren Grundzügen angenommen wird. Wie die Auseinandersetzungen des letzten Paragraphen gezeigt haben, bildet die Ritzsche Theorie einen sehr beachtenswerten Versuch. Man kann jedoch nicht sagen, daß sie in der jetzigen Form annehmbar sei. Denn wenn sie auch die Absorptions- und Dispersionserscheinungen richtig wiedergibt, so scheint sie doch gegenüber dem Zeemaneffekt zu versagen. Auch ist der erhaltene Ausdruck für die Schwingungszahlen zwar der Form nach den einfachsten empirischen Gesetzen entsprechend. Allein die Zahl der dargestellten Linien einer Serie ist begrenzt, vielleicht sehr beschränkt. Ob es möglich ist, eine andere Serie als die Wasserstoffserie wiederzugeben, müßte erst noch gezeigt werden.

Jedenfalls bleiben neben der Theorie von Ritz auch die Theorien, die Elektronenringe annehmen, beachtenswert, wenn die Schwierigkeiten, die sich ihnen entgegenstellen, auch noch größer sind. Es würde denkbar sein, daß beide Theorien einen brauchbaren Kern enthalten oder auch bei verschiedenen Elementen nebeneinander anwendbar sind.

Im ganzen muß man also sagen, daß eine befriedigende Theorie eines Serienspektrums, und erst recht eines Bandenspektrums, noch nicht vorliegt.

Man kann die Frage stellen, ob überhaupt der hier eingeschlagene Weg der richtige ist, einmal in dem Sinne, ob es zulässig ist, die Serienspektra als Prüfstein für die Theorie der Gasemission zu verwenden, und dann, ob man sich auf dem richtigen Wege befindet, wenn man nach mechanischen Modellen für die Emission sucht.

Ich glaube, daß man die erste Frage bejahen muß. Die Gesetze der Serienspektra sind durch ihre Genauigkeit und durch die exakte Prüfung, die sie erlauben, einer der sichersten Bestandteile unserer Kenntnisse vom Leuchten der Gase und Dämpfe.

Um dieses Kernstück lassen sich die meisten Erfahrungen über die Gasemission gruppieren. Man wird daher von jeder Theorie der Gasemission verlangen müssen, daß sie eine zulässige mechanische oder elektrische Erklärung und Ableitung dieser Gesetze liefert, ja man wird vielleicht in dieser Ableitung den Schlüssel für das Verständnis aller Emissionserscheinungen der Gase suchen dürfen.

Eine andere Frage ist, ob man sich dabei detaillierter mechanischer Bilder bedienen soll. Über diesen Punkt gehen die Ansichten der Physiker je nach ihrer persönlichen Richtung auseinander. Während manche der Meinung sind, daß man nur durch die Ausarbeitung derartiger spezialisierter Modelle Ergebnisse erhalten könne, die den Einzelheiten der Erscheinungen der Gasemission Genüge tun können, weisen andere darauf hin, daß sich bisher in der Regel gezeigt hat, daß die Resultate, die man aus der Untersuchung solcher Modelle gewonnen hat, im Grunde mit den speziellen Eigenschaften der Modelle gar nichts zu tun hatten, sondern sich nach den „Symmetrieverhältnissen der betrachteten Vorgänge und gewissen allgemeinen Prinzipien schließlich als selbstverständlich erwiesen haben“ *). Man würde von diesem Standpunkte aus die Ansicht vertreten können, daß es bisher an geeigneten Prinzipien zur Behandlung der Emission der Gase fehlt und es als die nächste Aufgabe der Theorie bezeichnen, Eigenschaften des Emissions- und Absorptionsvorganges in Gasen aufzusuchen, die einen Angriff des Problems von einer neuen Seite gestatten.

Doch ist eine Auseinandersetzung über diesen Punkt zwecklos, solange nicht eine wirkliche Theorie vorliegt. Im Grunde entscheidet hier, wie im Kriege, der Erfolg über die Zweckmäßigkeit der Mittel.

Einstweilen muß die Aufstellung einer befriedigenden Theorie der Gesetzmäßigkeiten in Spektren und damit der Gasemission überhaupt als eines der schwierigsten und wichtigsten ungelösten Probleme der heutigen Physik bezeichnet werden.

*) W. Voigt, Ann. d. Phys. (4) **36**, 897 (1911).

Anmerkungen.

Man findet hier Anmerkungen hauptsächlich zu den ersten Teilen des Buches; sie sind an den Schluß gesetzt, um die allgemeinen Ausführungen nicht zu unterbrechen. In den späteren, speziellen Teilen ist jedesmal im Texte das nötige angemerkt. Dort ist die hauptsächlichste Literatur angeführt, soweit man sie nicht schon in den Bänden des Kayserschen Handbuches findet.

§ 2. [1]) S. 3. K. Ångström, Wied. Ann. **48**, 493—530 (1903); Nov. Act. Reg. Soc. Upsal. (3) **8**, 1—45 (1895). Weitere Literatur bei W. Jungjohann, Zeitschr. f. wiss. Photogr. **9**, 166 (1910). Siehe auch die folgende Anmerkung.

[2]) S. 4. H. Rubens und R. W. Wood, Isolierung langwelliger Wärmestrahlen durch Quarzlinsen, Verh. d. D. Phys. Ges. **13**, 88—100 (1911); H. Rubens und O. v. Baeyer, Über eine äußerst langwellige Strahlung des Quecksilberdampfes. Berl. Ber. 1911, S. 339—345; Quarzquecksilberlampe.

[3]) S. 4. Man vergleiche die Lehrbücher der Spektroskopie, z. B. Kaysers Handbuch, Bd. I.

§ 3. [1]) S. 5. Man vergleiche die Arbeiten von A. S. King, besonders Astrophys. Journ. **28**, 300 (1908); **34**, 1—37 (1911); **35**, 183 (1912); **37**, 309—351 (1913).

[2]) S. 5. R. W. Wood, Phys. Zeitschr. **8**, 517—518 (1907). Weitere Literatur findet man unter den genannten Elementen in Bd. V von Kaysers Handbuch angegeben.

[3]) S. 6. G. E. Gibson, Über eine monochromatische Temperaturstrahlung des Thalliumdampfes, Phys. Zeitschr. **12**, 1145—1148 (1911).

§ 4. [1]) S. 8. Die Banden sind hier im Einklang mit der üblichen Auffassung dem Wasserdampf zugerechnet. Ob dies richtig ist, steht dahin. Daß sie jedenfalls nicht dem Sauerstoff zugehören, wird durch H. Kayser, Ann. d. Phys. (4) **34**, 498—504 (1911); (4) **35**, 608—612 (1911), und R. W. Wood, Phys. Zeitschr. **13**, 32 (1912), begründet im Gegensatz zu W. Steubing, Ann. d. Phys. (4) **33**, 553—584 (1910); (4) **34**, 1003 (1911). Siehe ferner H. Konen, Festschr. d. med. naturw. Ges. Münster 1912, S. 38; W. Steubing, Ann. d. Phys. (4) **39**, 1008 (1912); L. Grebe und O. Holtz, Ann. d. Phys. (4) **39**, 1243—1251 (1912).

[2]) S. 8. Der Bunsenbrenner besitzt eine reiche Literatur. Man vergleiche Kaysers Handbuch, Bd. I; ferner F. Haber, Thermodynamik technischer Gasreaktionen, München, Oldenburg, 1905; W. Allner, Diss., Karlsruhe 1905; F. Haber und F. Reichardt, Zeitschr. f. anorg. Chem. **38**, 309 (1904); W. Shea,

Phys. Rev. **30**, 397 (1910); F. Haber, Zeitschr. f. Elektrochem. **14**, 571 (1908); Zeitschr. f. phys. Chem. **68**, 726 (1910); B. S. Lacy, ebenda **64**, 633 (1908); F. Kurlbaum, Phys. Zeitschr. **3**, 187 (1902); O. Lummer und E. Pringsheim, Phys. Zeitschr. **3**, 233 (1902); F. Kurlbaum und G. Schulze, Verh. d. D. Phys. Ges. **4**, 239 (1906); H. Smithells, Naturw. Rundsch. **22**, 609, 621 (1907); Ch. Féry, C. R. **137**, 909 (1903); E. Beckmann und P. Waentig, Zeitschr. f. phys. Chem. **68**, 385 (1909); E. Bauer, C. R. **147**, 1397 (1908); **148**, 908 (1909); Le Radium **6**, 110, 360 (1909); Diss., Paris 1912; H. Schmidt, Diss., Berlin 1909 u. a. m.

[3]) S. 9. E. Beckmann und P. Waentig, Zeitschr. f. phys. Chem. **68**, 385 (1909).

[4]) S. 9. Vergleiche Kaysers Handbuch, Bd. VI, S. 53 (Konen).

[5]) S. 9. G. A. Hemsalech und Ch. de Watteville, C. R. **144**, 1388 (1907); **149**, 1112, 1369; **150**, 329 (1910).

§ 6. [1]) S. 11. G. C. Schmidt, Die Kathodenstrahlen, 2. Aufl., 1907. Heft 2 der Sammlung: Die Wissenschaft.

[2]) S. 13. Literatur siehe Kaysers Handbuch, Bd. VI unter Na.

[3]) S. 13. Literatur siehe ebenda Bd. V unter Cu, Fe, N, Bd. VI unter O; A. Hagenbach, Phys. Zeitschr. **10**, 649 (1909).

§ 7. [1]) S. 15. Man vergleiche H. Konen, Ann. d. Phys. (4) **9**, 742—780 (1912); Phys. Zeitschr. **3**, 537—539 (1902); ebenda die ältere Literatur, Zeitschr. f. Elektrochem. 1909, S. 165—168; H. Finger, Diss., Münster 1909; Zeitschr. f. wiss. Photogr. **7**, 329—356, 369—392 (1909); Verh. d. D. Phys. Ges. **11**, 369—376 (1909); G. E. Hale und N. A. Kent, Publ. Yerkes Observ. III, 2, 65 S. (1907); H. Smith, Phil. Mag. (6) **25**, 461—475 (1913).

[2]) S. 15. L. Janicki, Ann. d. Phys. (4) **29**, 833—868 (1909).

§ 8. [1]) S. 16. Literatur bei J. Scharbach, Zeitschr. f. wiss. Photogr. **12**, 145f. (1913); E. Goldstein, Ann. d. Phys. (4) **27**, 773—796 (1908); Ber. d. D. Phys. Ges. **9**, 321 (1907); **12**, 426 (1910); V. Morrow, Dubl. Proc. **13**, 269—287 (1912); J. Pollok, ebenda **13**, 253—268 (1912).

[2]) S. 16. Man vergleiche Kaysers Handbuch, Bd. II, Kap. 2; Travers, The study of gases, London.

[1]) S. 17. Es ist häufig angegeben worden, daß ein kritischer Wert der Kapazität usw. für die Umwandlung existiert. Man vergleiche die Schriften von P. J. Nutting. Allgemeine Angaben lassen sich jedoch nicht machen.

[2]) S. 17. Vgl. H. Konen und W. Jungjohann, Phys. Zeitschr. **11**, 112—117 (1910); Astrophys. Journ. **32**, 141—152 (1910).

[3]) S. 17. W. Matthies, Ann. d. Phys. (4) **30**, 633—696 (1909); ebenda weitere Literatur; R. J. Strutt, Proc. Roy. Soc. **85**, 219 (1911); A. Fowler und R. J. Strutt, ebenda (A) **85**, 377—388 (1911); R. J. Strutt, ebenda (A) **86**, 105—117 (1911); Proc. Phys. Soc. **23**, 147—151 (1911); Proc. Roy. Soc. (A) **88**, 110—117 (1913).

§ 9. [1]) S. 17. R. W. Wood und R. H. Galt, Astrophys. Journ. **33**, 72—80, (1911).
[2]) S. 18. Man vgl. weiter unten S. 321.
[3]) S. 18. Man vgl. weiter unten S. 323.

§ 10. [1]) S. 18. Daß Se und S fluoreszieren, habe ich mit cand. phil. Diestelmeier gefunden. Es scheint nicht unwahrscheinlich, daß alle selektiv absorbierenden Gase fluoreszieren.

§ 11. [1]) S. 21. Man vgl. die Literatur zu § 135 weiter unten.
[2]) S. 22. A. Pflüger, Ann. d. Phys. (4) **24**, 515—526 (1907). Weitere Literatur in § 137.

§ 12. [1]) S. 23. Man vgl. die Literatur zu § 134, S. 299, weiter unten, ferner H. Konen, Phys. Zeitschr. **11**, 663—666 (1910). Ebenda weitere Arbeiten, besonders von A. Pflüger.
[2]) S. 24. Man vgl. die Literatur zu § 135 weiter unten, ferner Anm. 2 zu § 4.

§ 13. [1]) S. 25. Hierzu die zahlreichen Schriften von W. H. Julius, besonders W. H. Julius, Astrophys. Journ. **21**, 271—277 (1904); ebenda **21**, 278—285 (1904); ebenda **25**, 95—116 (1907); Phys. Zeitschr. **12**, 329—388 (1911).
[2]) S. 25. W. H. Julius, Phys. Zeitschr. **12**, 329—338 (1911); ebenda **11**, 56—71 (1910); Astrophys. Journ. **31**, 420—429 (1910).

§ 14. [1]) S. 26. Man vgl. Kaysers Handbuch, Bd. I, Kap. 6.
[2]) S. 26. K. Scheel, Grundlagen der praktischen Metronomie. „Die Wissenschaft", Heft 36.
[3]) S. 26. A. A. Michelson, Mém. Bur. Intern. poids et mes. **11**, 1—237 (1895).
[4]) S. 26. R. Benoit, Ch. Fabry et A. Perot, Trans. Intern. Union Solar Research **2**, 109—137 (1907).
[5]) S. 27. Liste der internationalen Normalen zweiter Ordnung nach dem Beschluß der Solar Union 1910:

4282,408	4754,047 Mn	5232,957	5857,759 Wi
4315,089	4789,657	5266,569	5892,881 Ni
4352,741	4823,522 Mn	5302,316	6027,059
4375,934	4859,756 Mn	5324,196	6065,492
4427,314	4878,225	5371,495	6137,701
4466,556	4903,325	5405,780	6191,568
4494,572	4919,007	5434,527	6230,734
4531,155	4966,104	5455,614	6265,145
4547,853	5011,881	5497,522	6318,028
4592,658	5012,073	5506,784	6335,341
4602,947	5049,827	5569,633	6393,612
4647,439	5083,344	5586,772	6430,859
4691,417	5110,415	5615,661	6494,993
4707,288	5167,492	5658,836	
4736,786	5192,363	5763,013	

Inzwischen sind weitere Normalen unterhalb λ 4282 gemessen, jedoch noch nicht adoptiert worden.

[6]) S. 27. H. Kayser, Astrophys. Journ. **32**, 217—225 (1910); Zeitschr. f. wiss. Photogr. **9**, 173—185 (1911). Man vgl. ferner Kaysers Handbuch, Bd. VI, S. 894 ff. Der Bestimmung der tertiären Normalen haben sich, wie Untersuchungen von Goos, St. John, Viefhaus, Burns u. a. gezeigt haben, unerwartete Hindernisse in den Weg gestellt. Es scheint, daß es notwendig wird, auf Grund einer sorgfältigen Einzeluntersuchung brauchbare Normalen auszuwählen, da viele Linien nicht die erforderliche Konstanz besitzen.

[7]) S. 28. J. Hartmann, Physik. Zeitschr. **10**, 121—124 (1908). Eine genaue Korrektionstabelle findet man in Kaysers Handbuch, Bd. VI, S. 887 ff.

§ 15. [1]) S. 29. R. W. Wood, Phil. Mag. (6) **22**, 469—481 (1911); (6) **25**, 443—449 (1913).

[2]) S. 30. Dies gilt insbesondere von Bandenspektren.

[3]) S. 30. Man vgl. weiter unten § 137. Ferner besonders Hj. Brotherus, Phys. Zeitschr. **12**, 193—196 (1912); P. P. Koch, Ann. d. Phys. (4) **34**, 379—444 (1911); (4) **39**, 705—751 (1912).

[4]) S. 31. Näheres bei H. Konen und W. Jungjohann, Verh. d. D. Phys. Ges. **12**, 128—144 (1910); Astrophys. Journ. **31**, 404—418 (1910).

§ 16. [1]) S. 32. Dies gilt z. B. von den *D*-Linien des Na.

[1]) S. 33. Man vergleiche die Abbildungen bei J. M. Eder und E. Valenta, Beiträge zur Photochemie usw. Wien 1905, und in Kaysers Handbuch, Bd. II.

§ 17. [1]) S. 34. Man vgl. weiter unten § 137.

§ 18. [1]) S. 36. Die Linien des Cd-Spektrums bieten hierfür ein Beispiel. Vgl. Kaysers Handbuch, Bd. II, S. 271.

§ 19. [1]) S. 36. Man vgl. weiter unten § 137.

[2]) S. 36. K. Ångström, Wied. Ann. **48**, 493—530 (1893).

[3]) S. 36. Derselbe, Nov. Act. Reg. Soc. Upsal. **8**, 1—15 (1895).

[4]) S. 38. Man vgl. weiter unten § 135.

[5]) S. 39. Zuerst von H. Kayser hervorgehoben. Siehe H. Kayser, Boltzmann-Festschrift, S. 38—44 (1904); Zeitschr. f. wiss. Photogr. **8**, 151—156 (1910).

§ 21. [1]) S. 41. Zum Beispiel bei Bor, Jod, Schwefel. In vielen Fällen handelt es sich freilich wohl um unaufgelöste Bandenspektra. In den Angaben über kontinuierliche oder Streifenspektra der Gase herrscht große Unklarheit. Vgl. B. Reismann, Diss., Münster 1913.

§ 22. [1]) S. 43. Auf diese Weise sind mehrere Elemente entdeckt worden: He, Rb, Cs, Tl, Ga usw.

[1]) S. 44. Näheres über die Frage findet man in Kaysers Handbuch, Bd. V, unter Eisen, und in Bd. VI unter Titan, ferner bei F. Exner und E. Haschek, Die Spektren der Elemente, Leipzig und Wien 1911, Einleitung, S. 29 ff. Es scheint, daß infolge der wechselnden Feinstruktur und der Verschiedenheit

der Druckverschiebung bei wechselnden Versuchsbedingungen Änderungen der scheinbaren Wellenlänge eintreten können, die zur genauen Definition einer Wellenlänge es erforderlich machen, eine systematische Auswahl unter den Eisenlinien zu treffen und bestimmte Bedingungen einzuhalten.

§ 24. [1]) S. 45. J. Plücker und W. Hittorf, Phil. Trans. **155**, 1—29 (1865).

§ 26. [1]) S. 47. Die ζ-Puppis-Serie des Wasserstoffs ist inzwischen auch im Laboratorium in Röhren mit H und He von A. Fowler gefunden.

§ 27. [1]) S. 50. Vgl. z. B. Chr. Füchtbauer, Phys. Zeitschr. **12**, 722—725 (1911); G. B. Clinkscales, Phys. Rev. **30**, 594—610 (1910).

[2]) S. 50. Vgl. z. B. W. G. Duffield, Phil. Trans. (A) **209**, 205—226 (1908).

§ 28. [1]) S. 51. A. S. King, Astrophys. Journ. **28**, 389—396 (1908); **29**, 63—70, 381—389 (1909). Dazu zahlreiche weitere Arbeiten von A. S. King.

§ 29. [1]) S. 54. R. W. Wood, Phys. Zeitschr. **11**, 822—823 (1910).

§ 30. [1]) S. 55. Von der ausgedehnten hierzu gehörigen Literatur können nur Proben genannt werden: P. Zeeman und B. Winawer, Arch. Néerl. (2) **15**, 453—487 (1911); Phys. Zeitschr. **11**, 553—560, 657—663, 880—886 (1910); P. Zeeman, Journ. de Phys. (5) **1**, 442—460 (1911). Man sehe weiter die jährlichen Berichte des Mount Wilson Solar Observatory, besonders vom Jahre 1909. G. E. Hale, Astrophys. Journ. **28**, 311—327 (1908).

§ 31. [1]) S. 57. Man vgl. weiter unten § 141.

§ 43. [1]) S. 71. J. J. Balmer, Wied. Ann. **25**, 80—87 (1885).

[2]) S. 71. H. Kayser und C. Runge, Abhandl. Berl. Akad. 1888.

[3]) S. 72. J. Rydberg, Phil. Mag. (5) **29**, 331—337 (1890).

[4]) S. 72. L. Rummel, Proc. Roy. Soc. Victoria (2) **9**, 260—263 (1896).

[5]) S. 72. H. Ramage, Nature **62**, 563 (1900).

§ 45. [1]) S. 78. E. E. Mogendorff, Spectralreeksen, Diss., Amsterdam 1906, 106 S.

§ 46. [1]) S. 81. Während des Druckes ist die zweite Wasserstoffserie von A. Fowler in Geißlerröhren mit He und H gefunden worden.

§ 49. [1]) S. 81. Es sei hier noch auf die räumliche Darstellung der Seriensysteme verwiesen, die E. Riecke, Phys. Zeitschr. **9**, 241—243 (1908), gegeben hat.

§ 50. [1]) S. 89. R. W. Wood, Astrophys. Journ. **29**, 97—100 (1909); Phys. Zeitschr. **10**, 88—90, 258—259 (1909).

[2]) S. 89. P. V. Bevan, Proc. Roy. Soc. (A) **83**, 423—428 (1910); (A) **85**, 58—76 (1911).

[3]) S. 89. R. T. Birge, Astrophys. Journ. **33**, 112—124 (1910).

[4]) S. 89. P. V. Bevan, Proc. Roy. Soc. (A) **85**, 58—76 (1911).

[5]) S. 89. T. van Lohuizen, Diss., Amsterdam 1912.

[6]) S. 89. W. M. Hicks, Phil. Trans. (A) **210**, 57—111 (1910).

[7]) S. 89. W. Ritz, Ges. Werke, S. 58 ff.

§ 55. [1]) S. 100. Eine Reihe von Einzelfragen betreffend die Zuordnung der Quecksilberlinien zu den einzelnen Serien sind hier mit Absicht unerörtert gelassen.

§ 87. [1]) S. 191 muß es statt $B(m)$ jedesmal heißen: $S(m)$. Reinganum benutzt ausschließlich die Grenzen der Nebenserien, im Gegensatz zu Hicks.

§ 88. [1]) S. 192. Es sei hier noch einer Berechnung von O. Büry, Zeitschr. f. phys. Chem. **80**, 381—384 (1902), gedacht. Büry benutzt zum Vergleich die Wurzel aus der Summe der Schwingungsdifferenzen aller Paare der Hauptserien der Alkalien. Er nimmt dabei nicht die wirklich beobachteten Zahlen, sondern berechnet die $\Delta\lambda$ mittels der Regel, daß sich aufeinander folgende $\Delta\lambda$ ungefähr umgekehrt wie die vierten Potenzen der Ordnungszahlen verhalten. So erhält er aus dem Werte von $\Delta\lambda$ für das erste Paar die Summe $\Sigma\Delta\lambda$. Durch Radizieren und Multiplikation mit 0,7226 soll man dann die Atomgewichte erhalten, oder aus diesen die Werte von $\Delta\nu$ für $m = 1$. Die Zahlen stimmen jedoch schlecht.

§ 91. [1]) S. 197. H. Kayser und C. Runge, Abhandl. d. Berl. Akad. 1894.

§ 99. [1]) S. 214. Man vgl. hierzu Kaysers Handbuch, Bd. II, S. 470 ff.

§ 105. [1]) S. 229. Das zweite Linienspektrum des Wasserstoffs wird von J. Stark und seinen Schülern irrigerweise als Bandenspektrum bezeichnet.

§ 124. [1]) S. 278. Während des Druckes erschienen noch Untersuchungen über Aceton, Acetylen und andere Körper. J. Bielecki und V. Henri, C. R. **156**, 884—886 (1913).

§ 125. [1]) S. 278. St. Landau und H. Piwnikiewicz, Phys. Zeitschr. **14**, 381—386 (1913); vgl. auch J. Königsberger, Astrophys. Journ. **35**, 139—143 (1912).

§ 127. [1]) S. 279. Außer der genannten Literatur noch: W. N. Hartley und H. W. Moss, Proc. Roy. Soc. (A) **87**, 38—48 (1912); J. H. Pollok, Dubl. Proc. (N. S.) **13**, 250—269 (1912); G. V. Morrow, ebenda, S. 269—287. Dort auch die älteren Arbeiten von Hartley, Pollok und Leonard.

§ 129. [1]) S. 283. Kaysers Handbuch, Bd. II; W. Voigt, Magneto- und Elektrooptik, 396 S., Leipzig 1908; Artikel über Magnetooptik und Elektrooptik im Handwörterbuch der Naturwiss., Jena 1912. Vgl. auch § 132: G. J. Elias, Arch. Teyler (3) **1**, 25—28 (1912); K. Foersterling, Gött. Nachr. 1912, S. 611—622; H. A. Lorentz, Arch. Teyler (3) **1**, 1—24 (1912).

§ 131. [1]) S. 290. Man vgl. die Literaturangaben zu § 30.

§ 137. [1]) S. 310. Fabry und Buisson [Journ. d. Phys. (5) 2, 442—464 (1912)] haben aus der Ordnung der Interferenzen (bis zu 53 cm Gangunterschied bei Krypton λ 5570), die noch sichtbare Ringe lieferten, auf Grund der Annahme der Dopplerverteilung die Linienbreiten einer Anzahl von Linien, ferner die Massen der leuchtenden Zentren und die Leuchttemperaturen bestimmt. Dabei zeigte sich, daß der Übergang von der Temperatur der Atmosphäre zu derjenigen der flüssigen Luft die Linien der Edelgase in dem Verhältnis schärfer macht (Linienbreite bis herab zu 0,006 A), wie man es berechnet, wenn man Atome als leuchtende Zentren und die Temperatur der Umgebung als Leuchttemperatur ansetzt. Als Masse der leuchtenden Teilchen findet man stets die Masse der Atome. Die Temperatur, bestimmt durch die fortschreitende Geschwindigkeit, ist in manchen Fällen sehr gering (z. B. Edelgase in Geißlerschen Röhren, Hg-Dampf im Quecksilberbogen). In anderen Fällen stimmt sie jedoch mit den auf thermodynamischer Grundlage ermittelten Temperaturen überein (Sonne).

Namenregister.

(Die Ziffern bedeuten Seitenzahlen.)

Adams, W. S. 23, 312, 313.
Allner, W. 329, 367.
Ames, J. S. 78, 225.
Anderson, W. B. 44, 312, 336.
Ångström, K. 36, 78, 297, 367, 371.
Arons, L. 15.
Auerbach, H. 338.
d'Azambuja 317.

Babcock, H. D. 290.
Bachem, A. 259.
Back, E. 281, 284, 288.
Baerwald, H. 321.
v. Baeyer, O. 4, 367.
v. Bahr, E. 296, 297.
Baker, J. C. 334.
Baldet, E. 254.
Balmer, J. J. 68, 71, 75, 77, 79, 80, 81, 86, 372.
Barnes, J. 13.
Basquin, O. 331.
Batelli, A. 331.
Bauer, E. 301, 339, 340, 368.
de la Baume Pluvinel, A. 354.
Becker, A. 329.
Beckmann, H. 329, 368.
Becquerel, J. 291.
Benoît, A. 26, 27, 369.
Bergmann, A. 129.
Berndt, G. 336.
Bernouilli, A. L. 195.
Bevan, P. V. 89, 232, 307, 372.
Bielecki, J. 373.
Birge, R. T. 79, 89, 90, 372.
Bjerrum, N. 340.
Boersch, L. 226, 237, 277.
Du Bois, H. 9.
Brotherus, Hg. 280, 281, 299, 308, 370.
Büry, O. 372.
Buisson, H. 13, 310, 330, 331, 373.
Bunsen, R. 9, 10, 44, 313, 314.
Burger, F. 309, 342.

Campbell, N. R. 305, 344.
Carter, T. W. 320.
Casaretto, H. 269.
Clinkscales, G. 298, 371.
O'Connor, E. 337.
Corbino, H. 293.
Cremer, F. 257, 278.
Crew, H. 334, 339.
Croze, F. 248, 261, 288.

David, W. T. 301.
v. Dechend, H. 321.
Derichsweiler, H. 275, 277.
Deslandres, H. 214, 216, 217, 218, 220, 222, 223, 225, 226, 228, 229, 231, 233, 236, 237, 242, 244, 246, 248, 249, 250, 252, 254, 255, 260, 262, 263, 293, 314, 317, 342, 350, 364.
Dickson, E. 258.
Diestelmeier, H. 369.
Domek, E. 269, 270.
Doppler, Chr. 56.
Dorn, E. 322.
Duffield, G. 311, 312, 329, 371.
Dufour, A. 238, 291, 317.
Dunoyer, L. 326.
Dunz, B. 79, 83, 91, 114, 134, 136, 141, 142, 145, 153, 155, 157, 160, 161, 166, 183, 184.
Dyson, F. W. 75.

Ebert, G. 329.
Ebert, H. 308.
Eder, J. M. 44, 230, 232, 243, 245, 259, 264, 269, 270, 275, 371.
Elias, G. J. 373.
Evans, E. J. 296.
Evershed, J. 75, 78, 79.
Exner, F. 44, 180, 245, 371.

Fabry, Ch. 13, 26, 27, 220, 238, 239, 276, 310, 313, 314, 330, 369, 373.
Féry, Ch. 301, 338.
Fiebig, P. 259.
Finger, H. 332, 368.
Fischer, A. 322, 323.
Fitzgerald, G. F. 364.
Försterling, K. 372.
Fortrat, R. 246, 248, 289,
Fowler, A. 73, 75, 76, 123, 128, 147, 149, 153, 241, 252, 254, 261, 262, 263, 299, 316, 317, 334, 368, 372.
Franck, J. 318, 326, 329, 342.

Fraunhofer, J. C. 36.
Fredenhagen, K. 329, 398.
Fredholm, J. 347.
Friedrich, W. 304.
Friedrichs, W. J. 269, 296.
Füchtbauer, Chr. 297, 298, 371.
Fulcher, G. S. 320, 321, 324, 332.

Gale, H. G. 282, 312, 313.
Galt, R. H. 333, 369.
Garbasso, A. 343, 344, 351, 355.
Geest, H. 291, 292.
Gehlhoff, G. 332, 333, 342.
Gehrcke, E. 57, 319, 321, 332, 342.
Geiger, H. 293.
Geisler, H. 308.
Gerdien, H. 322.
Geuter, P. 264.
Gibson, G. E. 367.
Gladstone, D. 195.
Glatzel, Br. 337.
Goldstein, E. 333, 368.
Goos, F. 369.
de Gramont, A. 258, 279, 328, 329, 335, 336.
Grasshoff, D. 270.
Grebe, L. 230, 257, 278, 297, 302, 367.
Carlheim-Gyllensköld, V. 265.

Haas, A. E. 344, 354.
Haber, F. 329, 367, 368.
Hackett, F. E. 326.
Haferkamp, J. W. 250, 317.
Hagenbach, A. 13, 128, 314, 317, 329, 330, 368.
Hale, G. E. 55, 292, 293, 332, 368, 371.
Hallo, J. 308.
Halm, J. 73, 75, 250, 251, 322.
Halm, G. 217, 220, 265, 266.
Hammer, W. 321.
Hansen, H. M. 291, 292.
Harnack, A. 261, 329.
Hartley, Sir W. N. 9, 257, 279, 328, 329, 373.
Hartmann, J. 28, 270.
Haschek, E. 44, 180, 245, 371.
Hasenöhrl, F. 340, 344, 352.
Havelock, T. H. 318.
v. der Helm, R. 361.
Hemsalech, G. H. 9, 14, 331, 335, 336, 342, 368.
Henri, V. 278, 373.
Hertenstein, H. 232, 260, 330.
Hertz, G. 297.
Herweg, J. 293.
Herzfeld, K. 340, 344, 352, 353.
Heurung, A. 294.
Hicks, W. M. 74, 75, 78, 79, 80, 83, 89, 90, 105, 106, 108, 110, 111, 112, 113, 114, 118, 119, 120, 122, 124, 127, 132, 175, 183, 184, 189, 191, 192, 372.
Higgs, G. 220, 230, 265.
Hilbert, D. 340.
Hindrichs, O. 248.
Hittorf, W. 6, 41, 42, 45, 371.
Hoeller, V. 336, 337.
Holtz, O. 230, 367.
Horton, F. 333, 342.
Howson, E. 242, 243.
Huber, B. 336.
Hull, G. F. 282.
Humphreys, W. J. 55, 310, 312, 318, 344.
Huppers, W. 329.

Iwanow, K. 299, 309.

Janicki, L. 15, 281, 287, 368.
Jeans, J. H. 340, 344, 353, 354, 356, 357.
St. John, Ch. E. 312, 313, 370.
Joye, M. P. 336.
Julius, W. H. 24, 25, 34, 308, 313, 369.
Jungbluth, F. 251, 252.
Jungjohann, W. 301, 302, 367, 368, 370.

Kaebitz, B. 268, 269.
Kannapell, A. 263.
Kayser, H. 27, 44, 66, 70, 71, 72, 74, 75, 76, 80, 87, 89, 90, 91, 102, 108, 127, 185, 186, 187, 188, 192, 197, 198, 217, 218, 222, 243, 244, 246, 247, 250, 251, 256, 258, 259, 260, 262, 265, 270, 271, 301, 320, 330, 345, 367, 368, 369, 370, 371, 372.
Keller, Chr. 44.
Kent, N. A. 44, 312, 332, 368.
Li Fo Ki 330.
Kilching, K. 308, 309.
King, A. S. 249, 251, 290, 312, 318, 330, 336, 367, 371.
Kirchhoff, G. 9, 10, 20, 44.
Kirschbaum, H. 322, 323.
Koch, H. 257.
Koch, P. P. 304, 370.
Kochen, E. A. 269, 270.
Koenemann, H. 329.
Königsberger, J. 296, 308, 309, 340, 341, 342, 372.

Koerner, K. 364.
Kolaček, F. 352.
Konen, H. 128, 235, 262, 296, 301, 307, 310, 314, 323, 330, 331, 346, 367, 368, 369, 370.
de Kowalski, J. 336.
Küch, R. 302.
Kühne, G. 343.
Küpferer, K. 308, 309, 341, 342.
Kurlbaum, F. 368.
Kutschewski, J. 340.
Kyll, J. 302.

Lacy, B. S. 368.
Ladenburg, R. 293, 298, 302, 306, 307, 339.
Lamprecht, H. 228, 260.
Landau, M. 278.
Larmor, J. 318.
Lauwartz, J. 244.
Leinen, J. 246.
Lemon, H. B. 282.
Lenard, P. 128, 328, 329, 341.
Mc Lennan, J. C. 28, 169, 282, 289.
Leonard, G. 335, 373.
Leopold, P. 216, 238.
Lester, B. 265, 266.
Lewis, P. 333.
Ley, H. 256, 258.
Liese, E. 242.
Lindemann, F. 340, 347.
Lindholm, F. 298.
Liveing, D. 333.
Lockyer, Sir N. 58, 103, 279, 296, 330, 336, 337, 342.
Lohmann, W. 288.
Lohmeyer, J. 243, 277.
Lohuizen, T. van 70, 73, 83ff., 105, 110, 111ff., 118, 119, 122, 124, 132, 133, 134, 179, 198, 372.
Loos, J. 253.
Lorentz, H. A. 294, 340, 343, 372.
Loria, St. 293, 306, 307.
Lowater, Fr. 268.
Lüttig, O. 281, 289.
Lummer, O. 368.
Lunelund, H. 282, 286.
Lunkenheimer, F. 321.
Lyman, Th. 254.

Magri, L. 331.
Matthies, W. 334, 368.
Maxwell, J. 346.
Messerschmidt, J. 267.
Meyerheim, P. 230.
Michelson, A. 26, 310, 369.
Mies, W. 257.
Miller, W. 282.
Milner, S. R. 331.
Mogendorff, E. 70, 74, 75, 78, 79, 83, 91, 105, 108, 112, 120, 121, 122, 178, 179, 194, 339, 372.
Wali-Mohammad, Ch. 282, 285, 286, 289.
Mohler, J. F. 55, 310.
Moll, W. H. 131.
Morrow, G. V. 335, 368, 372.
Moss, M. W. 372.
Muglia, B. 337.

Nagaoka, H. 282, 344, 353, 355.
Néculcéa, E. 336.
Nernst, W. 340.
Nicholson, J. W. 344, 353, 358, 359, 360.
Nutting, P. G. 302, 332, 368.

Occhialini, A. 334, 337.
Oellers, H. 330, 331.
Olmsted, Ch. M. 235, 236, 237, 274, 276, 277.

Paschen, F. 73, 79, 83, 84, 91, 92, 113, 114, 117, 119, 121, 123, 124, 127, 128, 130, 131, 132, 134, 135, 141, 142, 165, 179, 189, 281, 284, 288, 289, 297, 301, 302, 321, 322, 362.
Perot, A. 26, 27, 313, 369.
Pflüger, A. 300, 370.
Pickering, E. C. 81.
Pier, N. 340.
van der Plaats, B. J. 303.
Planck, M. 339, 340, 353.
Plücker, J. 41, 42, 45, 371.
Pollok, J. H. 279, 335, 368, 373.
Porlezza, C. 258.
Porter, R. A. 331.
Precht, J. 187.
Preston, J. 285.
Pringsheim, E. 303, 308, 340, 368.
Pringsheim, P. 329.
Puccianti, L. 303, 307, 330, 334, 339.
Purvis, J. E. 278.

Ramage, H. 72, 188, 342, 372.
Rau, H. 322.
Lord Rayleigh 25, 344, 345, 353, 354, 355, 364.
Real, E. 267.
Reiche, F. 309.
Reichenheim, O. 57, 321, 322.
Reinganum, M. 192, 372.
Reis, A. 230.
Reismann, B. 333.
Retschinsky, T. 302.
Ribaut, G. 294.
Richardson, O. W. 318, 329.

Richter 309.
Riecke, E. 344, 347, 348, 372.
Righi, A. 293.
Ritz, W. 68, 72, 73, 74, 75, 82, 83, 84, 86, 87, 89, 90, 91, 92, 100, 102, 108, 114, 116, 119, 120, 121, 123, 127, 128, 130, 131, 132, 133, 134, 135, 137, 179, 188, 194, 217, 220, 242, 250, 251, 252, 342, 344, 353, 360, 361, 363, 372.
Rösch, J. 238, 277.
La Rosa, M. 256, 330, 331, 337.
Roschdestwensky, D. 307.
Rossi, R. 194, 311, 312, 313, 329.
Rowland, H. A. 78.
Royds, E. 321.
Rubens, H. 4, 297, 367.
Rummel, L. 72, 76, 77, 372.
Runge, C. 66, 71, 72, 75, 76, 80, 87, 89, 90, 91, 102, 123, 127, 185, 187, 192, 197, 198, 217, 218, 246, 247, 250, 251, 285, 289, 317, 371.
Rydberg, J. 66, 72, 75, 76, 77, 78, 79, 80, 82, 86, 87, 90, 102, 103, 104, 108, 109, 112, 116, 120, 127, 129, 179, 185, 186, 198, 219, 371.

Sanford, F. 193, 318.
Saunders, F. A. 92, 123, 128.
Schäfer, Cl. 305, 359.
Scharbach, P. 333, 368.
Scheel, K. 369.
Schenk, Ch. 331.
Schmidt, G. C. 11, 368.
Schmidt, H. 301, 368.
Schön, Fr. 307, 308.
Schönrock, O. 308, 310.
Schott, G. A. 305, 344, 346, 353, 355, 356, 357, 359, 368.
Schumann, V. 4.
Schuster, A. 102, 104, 109, 120, 186, 324, 335, 339, 346, 364.
Schwedes, J. 302.
Seeliger, R. 332, 342.
von der Seipen, W. 260.
Sellmeier, W. 307.
Shaw, H. 73, 75, 76, 252.
Shea, W. 368.
Smith, H. 368.
Smithhells, H. 368.
Snyder, E. P. 198.
Sommerfeld, A. 284, 340.
Spence, B. J. 334.
Stark, J. 56, 315, 318, 322, 323, 341, 342, 372.
Starke, H. 293.
Stead, G. 333.
Stephenson, A. 318.
Steubing, W. 367.
Stoney, G. J. 344.
Strasser, B. 321.
Strutt, J. R. 256, 261, 262, 263, 316, 317, 368, 369.
Stüting, L. 266.
Sutherland, W. 188.

Takamine, T. 282.
Thiele, J. N. 218, 219, 230, 246, 247, 249, 252.
Thomson, Sir J. J. 344, 353, 354, 358, 359, 368.
Travers, M. W. 368.
Tugman, O. 332.

Valenta, E. 37, 44, 230, 232, 243, 245, 259, 264, 266, 269, 270, 275.
Vegard, L. 302, 321, 340.
Voigt, W. 36, 284, 291, 292, 294, 299, 308, 309, 340, 343, 344, 363, 366.

Waentig, P. 368.
Walter, B. 337.
Ware, L. W. 312, 313.
Watson, H. E. 198.
Watt, M. 188.
de Watteville, Ch. 9, 258, 328, 368.
Weimer, G. 278.
Weiß, P. 220, 251, 252, 344, 360, 364.
Wendt, G. 282, 287.
Whittaker, F. T. 344, 348, 350, 351.
Wichern, W. 299.
Wiedemann, E. 15.
Wiedmann, G. 100, 113.
Wien, W. 305, 321, 339, 341.
Wilsar, H. 321, 323.
Wilson, H. A. 329.
Winawer, B. 55.
Wolter, P. 211, 213, 253, 254.
Wood, R. W. 4, 29, 67, 89, 268, 282, 283, 293, 294, 298, 306, 307, 318, 325, 326, 333, 342, 367, 369, 370, 371, 372.

Zeeman, P. 55, 281, 291, 292, 371, 372.
Zickendraht, H. 326.
Zonta, P. 352.

Sachregister.

Absorption der Gase 19.
—, Zeemaneffekt in 292.
— und Druck 297.
— und Emission 300.
—, Einfluß auf Linien 299.
— und Fremdgase 297.
— und Dichte 297 f.
— und Temperatur 297 f.
Absorptionslinien, Aussehen der 342.
Absorptionsmechanismus 342.
Aceton, Banden des 372.
Acetylen, Banden des 278, 372.
Äthylbenzol, Banden des 257, 277.
Aldebaranium = Neo-Ytterbium, Banden des 270.
Alkalimetalle, Bandenspektra der 230.
—, Dispersion 307.
—, Dopplereffekt 322.
—, Fluoreszenz 326.
Aluminium, Bandenspektrum 244.
—, Linienstruktur 282.
—, Zeemaneffekt 289.
Ammoniak, Banden des 230.
Anilin, Banden des 257.
Anodenfall 324.
Anodenstrahlen 17, 57, 319, 333.
Anordnung der Serienterme 183.
Antimon, Linienspektrum 197.
—, Banden 264.
Argon, Bau des Spektrums 198.
Arsen, Banden 264.
—, Spektrum 197.
Assoziationsprozesse 342.
Atomgewicht und Spektrum 181.
Atomvolumen und Serienkonstanten 191 ff.
Atomzustände 343.
Aureole 334.
Aussehen der Linien 33, 229, 299.
Außer-Serienlinien 143, 197.

Bande im Spektrum 203.
—, Kopf der 203.
—, Schwanz der 219.
—, diffuse 214.
Bandenabsorption 298.
Bandenfluoreszenz 326.
Bandenformeln 214.
—, Deutung der 226.
Bandenserien, graphische Darstellung 221.
Bandenspektra 42.
—, Anordnung der Kanten 207, 223.
— erster Art 207.
— zweiter Art 212.
—, Bau der 199 ff.
—, Druckeffekt in 313.
— der Elemente 201.
—, Intensitätsverlauf 211.
—, Serien in 205.
—, Veränderlichkeit der 303, 307.
—, Theorie der 364.
—, Umkehrung von 300.
— von Verbindungen 273.
—, Zeemaneffekt an 288.
—, —, inverser 294.
—, diffuse 214.
Barium, Bandenspektra 230.
—, Zeemaneffekt 289.

Benzol, Banden des 256, 277.
Benzolderivate, Banden 257, 277.
Berechnung von Serienkonstanten 85.
Bergmannserien 123.
Berylliumgruppe, Bandenspektra 235.
Beziehungen zwischen Serien 62.
Blei, Linienspektrum 187.
—, Bandenspektrum 259.
—, Linienstruktur 282.
Bleibanden, System der 227.
Bleichlorid, Banden des 212.
Bogen, elektrischer 11.
— in verschiedenen Gasen 12.
—, Emissionsverteilung im 329.
Bogenaureole 334.
Bogenlinien 58.
Bogenspektra, Druckverschiebung in 312.
Bor, Banden des 243.
Breite der Paare und Triplets 150.
Brom, Banden des 268.
—, Zeemaneffekt 290.
Brombenzol, Banden 257.
Bunsenflamme 8.

Cadmium, Normale 27.
—, Bandenspektra 241.
—, Linienstruktur 281.
—, Zeemaneffekt 269.
Caesium, Linienstruktur 281.
—, magnetische Drehung 293.
Calcium, Bandenspektra 236.
—, Linienstruktur 281.
—, Zeemaneffekt 289.
Cassiopeïum = Lutetium, Bandenspektrum 270.
Cer, Bandenspektrum 259.
Chlor, Bandenspektrum 268.
Chlorbenzol, Banden 257.
Chlorchromsäure, Banden 267.
Chlorflamme 43.
Chlorgruppe, Banden der 268.
Chlorsäuren, Banden der 269.
Chrom, Banden des 266.
—, Druckverschiebung 312.
—, Linienstruktur 282.
Cyan, Banden des 249.
—, Spektra des 204.
—, Zeemaneffekt 290.
—, Veränderlichkeit der Banden 317.

Dämpfe, organische, Banden der 256.
Dämpfung 303, 346.
Dämpfungskonstante 308.
Dampfdichte, Einfluß der 49.
Dichte und Absorption 297.
Differenzschwingungen 179.
Diffusion, anomale 25.
Diffusionsbanden 24, 25.
Dispersion, anomale 24, 295, 303, 305.
Dispersionsbanden 24.
Dispersionselektronen, Zahl der 308.
Dispersionsverteilung der Intensität 310.
Dissoziation 309.
Dissoziationsspektra 335.
Dissoziationstheorie 337.
Doppelbrechung, magnetische 292.
Dopplereffekt 49, 56, 321.
— im Sonnenspektrum 23.
— in Gasen 370.
— an Wasserstoff 321.
— — Edelgasen 322, 373.
— — Alkalien 323.
— — Erdalkalien 323.
— — Stickstoff 323.
— — Sauerstoff 323.
Dopplersches Prinzip 309, 373.
Dopplerverteilung der Intensität 310, 373.
Drehung, magnetische 212.
—, —, in Bandenspektren 294.
Druck, Einfluß des 49.
— und Absorption 297.
Druckverschiebung 49, 53, 310.
Dysprosium, Banden des 270.

Edelgase, Dopplereffekt an 222.
—, Linienbreite 373.
Eisen, Zeemaneffekt 290.
—, Druckverschiebung 312.
—, Bandenspektrum 269.
Eisennormalen 27, 369.
Elektronenringe 353.

Elektronentheorie 343.
Elementarmagnete 361.
Elementarquantum 352.
Elemente, Serienspektra der 181.
Emission und Absorption 22, 300.
—, räumliche Verteilung der 327.
—, Mechanismus der 342.
—, elastische Theorie der 347.
—, Theorien der 308.
Emissionsvermögen der Gase 38.
Empfindlichkeit der Spektralreaktion 16.
Energie, potentielle, leuchtender Atome 347.
Enhanced lines 58, 351.
Erbium, Banden des 270.
Erdalkalien, Bandenspektra der 235.
—, Banden der Fluoride 276.
—, Dopplereffekt 323.
—, Zeemaneffekt 291.
—, Verbindungspektra 228, 277.
Explosionen, Spektra von 10.

Farbe der Gase 19.
Feinstruktur der Linien 29, 34, 280.
Fixsternspektra 19.
Flammen, Leitfähigkeit der 329.
—, Emissionsverteilung in 328.
Flammenbogen 6.
Flammenlinien 58.
Flammenspektra 9.
Fluoreszenz 325.
— der Gase 18.
Fluoride, Bandenspektra der 274.
Formeln für Bandenkanten 223.
— — Serien in Banden 214.
Fraunhofersches Spektrum 23.
Funken, elektrische 13.
— in Flüssigkeiten 14.
—, Emissionsverteilung in 331.
Funkenlinien 58, 333, 337.
— im Bogen 330.
Funkenspektra, Variation der 336.
—, Druckverschiebung in 313.

Gadolinium, Banden des 270.
Gallium, Bandenspektrum 245.
Geißlerröhren 15.
Genauigkeit der Serienformeln 89.
Gesamtenergie von Linien 30.
Gesamtstrahlung von Gasen 3.
Gesetzmäßigkeiten in Spektren 59 ff.
—, allgemeine Regeln 62.
Gleichgewicht, dynamisches 341.
Gleichstromröhren 17.
Glimmentladung 17.
Glimmlicht, negatives 333.
—, Spektrum des 17.
Glimmlichtaureole 17, 334.
Glühen der Gase 5.
Glühspektra 4.
Gold, Bandenspektra des 233.
—, Druckverschiebung 312.
Graphische Darstellung von Serien 81.
Grenzen der Serien, Tabellen für 146.
— des Spektrums 4.
Grundspektra 333.

Halbweite von Linien 309.
Haloidverbindungen, Banden der 374.
Hauptserien 99 ff.
—, Zeemaneffekt an 286.
Helium, Linienstruktur 309, 373.
—, Zeemaneffekt 287.
—, Einfluß auf Fluoreszenz 327.
Hohlflammen 330.
Homologien 62.

Indium, Bandenspektrum 245.
Initialentladung 327
Intensität, relative 51.
— der Linien 279.
Intensitätsverhältnis in Paaren 280.
Intensitätsverlauf 310.
— im Bandenspektrum 211.
— in Serien 302.
Intensitätsverteilung in Linien 309.
— im Spektrum 36.
Interferenzfähigkeit 373.
Ionentheorie und Serienformeln 195.

Jod, Banden des 268.
—, Fluoreszenz des 326.
—, Glühspektrum des 5.
—, Veränderlichkeit der Banden 318.
Jodbenzol, Banden des 257.

Kalium, Linienstruktur 293.
—, Rotationspolarisation 293.
—, Zeemaneffekt 287.
—, siehe auch Alkalien.
Kanalstrahlen 321.
—, Dopplereffekt an 318.
— Leuchten in 18.
Kannelierung der Spektra 203.
Kanten, Anordnung der 207, 222.
Kantenspektra 212.
Kathodenfall 324.
Kathodenstrahlen, Spektra der 17.
—, Emission in 332.
Kirchhoffsches Gesetz 20, 300, 303, 340.
Kobalt, Banden des 269.
—, Linienstruktur 282.
Kobaltchlorid, Banden 270.
Kohle, Spektrum des Funkens 14.
Kohlebogen, Spektrum des 203.
Kohlenoxydbanden 211, 253.
Kohlenoxydspektrum, Bau des 245.
Kohlenstoff, Bandenspektrum des 245.
Kohlenstoffbanden, Veränderlichkeit der 317.
Kohlenstoffgruppe, Bandenspektra der 245.
Kohlenstoffverbindungen, Bandenspektra von 257, 277.
Kohlenwasserstoffbanden 255.
Kombinationen, beobachtete 134.
—, Eindeutigkeit der 171.
—, Verteilung der 165.
Kombinationslinien, Tabelle der 166.
Kombinationsprinzip, Beurteilung des 171.
Kombinationsregeln 62, 129, 133.
—, Prüfung der 134.
Kometenspektra 19.
Komplexserien 125.
—, Zeemaneffekt an 288.
Konstanten der Serienformeln 98 ff.
Konstanz der Spektra 43.
Kontinuierliche Spektra 40.
Konvergenz von Bandenserien 221.
Kopf einer Bande 219.
Krypton 373.
—, Linienstruktur 281.
Kupfer, Zeemaneffekt 285.
—, Druckverschiebung 311.
—, Bandenspektra 212, 232.
—, Linienstruktur 281.
—, Banden der Haloidverbindungen 275.

Ladungszustand 341.
Lanthan, Banden des 245.
Leitersysteme, schwingende 351.
Leitfähigkeit der Flammen 329.
Leuchten, Ursachen des 18.
—, Dauer des 331.
Leuchterregung, Mechanismus der 343.
—, elektrische 11.
—, thermische 8, 10.
Leuchttemperatur 301.
Linien, Arten der 32.
—, verbreiterte 33.
— im Spektrum 1.
— in Bandenspektren 205.
—, Aussehen der 31.
—, Breite der 29, 303, 309, 373.
Linienserien 67 ff.
Linienspektra 41.
—, Gesetzmäßigkeiten in 65 ff.
Linientypen 30.
Linienzahl 180.
Lithium, Zeemaneffekt 289.
—, magnetische Doppelbrechung 292.
—, Rotationspolarisation 293.
—, Linienstruktur 281.
—, siehe auch Alkalien.
Lithiumgruppe, Bandenspektra der 231.
Löschfunkenstrecke 337.
Lumineszenz 302.
Lumineszenzstrahlung 1.
Lumineszenztemperatur 302.
Lutetium = Cassiopeïum, Banden des 270.

Magnesium, Bandenspektra des 235.
—, Zeemaneffekt 289.
—, Linienstruktur 281.
—, siehe auch Erdalkalien.
Magnetfeld, Einfluß des 54.
Magnetfelder der Atome 344.

Magnetonen 360.
Magnetoptik 283.
Mangan, Linienstruktur 282.
—, Banden des 269.
Mangansuperchlorid, Banden des 269.
Maximalstromstärke, Einfluß der 333.
Metalldämpfe, Dispersion in 308.
Metaxylol, Banden des 257.
Molybdän, Banden des 266.

Nachleuchten der Gase 17.
Natrium, Zeemaneffekt 289.
—, Rotationsdispersion 292.
—, magnetische Doppelbrechung 292.
—, Dispersion 307.
—, Linienstruktur 281.
—, siehe auch Alkalien.
Natriumspektrum, als Beispiel 136.
Nebelfleckenspektra 19.
Nebellinien 359.
Nebenserien, Zeemaneffekt in 287.
—, Definition 102.
—, zweite 119 ff.
—, erste 119 ff.
Nebulium 358.
Neon, Bau des Spektrums 198.
—, Linienstruktur 281.
—, Zeemaneffekt 289.
Neo-Ytterbium = Aldebaranium, Banden des 270.
Nichtserienlinien 142, 197.
Nickel, Banden des 269.
Nickelchlorid, Banden des 270.
Niob, Banden des 264.
Normalen von Wellenlängen 26.
— zweiter Ordnung 27, 369.
Normalintervalle 363.

Ofen, Spektra im elektrischen 6.
Orthoxylol, Banden des 257.
Oxydspektra 241 ff.

Paarserien 95.
Palladium, Banden des 270.
Paraxylol, Banden des 257.
Partialdruck 297.
Partialentladungen 331.
Phase, Einfluß der Strom- 333.
Phosphor, Banden des 264.
Phosphorgruppe, Bandenspektra der 264.
Platinelemente, Bau der Spektra 198.
Polarisationsebene, Drehung der 292.
Pollinien 331.
Positive Säule, Emission der 332.
Poulsonscher Bogen 337.
Protofluorin 359.
Pseudokantenspektrum 212.

Quarzbogenlampen 15.
Quarzgefäße, Anwendung 5.
Quecksilber, magnetische Drehung 393.
—, Zeemaneffekt 285, 289.
—, Dispersion im 306.
—, Fluoreszenz 326.
—, Bandenspektra 242.
—, Linienstruktur 281.
Quecksilberbogen 15, 373.
Quecksilberverbindungen, Banden der 277.

Radium, Zeemaneffekt 289.
Raies ultimes 279, 335.
Refraktionskonstanten und Serien 195.
Resonanzstrahlung der Gase 18, 325.
Resonatoren, Schwingungen der 352.
Restlinien 279, 335.
Rotationspolarisation 292 ff.
Rowlands Normalen 26.
Rubidium, Dispersion im 307.
—, Linienstruktur 281.
—, siehe auch Alkalien.
Rydberg-Schustersche Regel 107.

Salzdämpfe in Flammen 328.
Sauerstoff, Zeemaneffekt 290.
—, Dopplereffekt 323.
—, Banden des 265.
Sauerstoffgruppe, Bandenspektra in der 265.
Scandium, Bandenspektra 244.
Schärfe der Spektrallinien 30.
Schichtdicke, Einfluß der 49.
Schumannstrahlen 4.

Schwanz einer Bande 219.
Schwefel, Banden des 266.
—, Fluoreszenz 326.
Schwefeldioxyd, Banden des 268.
Schwingungsdifferenzen, konstante 150, 197.
Schwingungszahlen 28.
Selbstinduktion, Einfluß der 335.
Selbstumkehrung 23, 300.
Selen, Banden des 267.
—, Fluoreszenz des 326.
Sequenzen 118.
Serien 67.
— von Paaren 95 ff.
— von Triplets 95 ff.
— von Banden 206 f.
— in Bandenspektren 205 f.
—, Vorkommen der 93 f.
—, Verteilung der 180 ff.
—, Lage der — im Spektrum 179 ff.
Serienkonstanten und Atomvolumen 191.
— und Atomgewicht 189, 370.
Serienanfänge 148.
Serienformeln 62 ff.
—, Genauigkeit der 89, 187.
Seriengrenzen 146.
Seriengruppen 95.
Serienspektra, Theorie der 343.
— der Elemente 93 ff.
Seriensysteme 105, 125 ff.
Serienterme im System der Elemente 152 ff.
—, Anordnung der 183.
Silber, Bandenspektra 232.
—, Linienstruktur 281.
—, Zeemaneffekt 289.
—, Druckverschiebung im Spektrum 311.
Siliciumgruppen, Bandenspektra der 258 f.
Siliciumtetrafluorid, Banden des 258.
—, Zeemaneffekt 258, 290.
Sonnenatlas von Rowland 28.
Spektralanalyse 2, 44, 279.
—, quantitative 44.
Spektralformeln, Theorie der 358.
Spektrallinien, Aussehen der 279.
Spektrallinien, Intensität der 279.
Spektra von Kathodenstrahlen 17.
—, kosmische 19.
— des Funkens 13.
— — Wechselstrombogens 12.
— — Funkens in Flüssigkeiten 14.
— in Gleichstromröhren 17.
— im Flammenbogen 11.
— der Wehneltröhren 15.
— von Geißlerröhren 15.
— eines Gases 1.
— von Flammen 6.
— erhitzter Gase 4.
—, Intensitätsverteilung 36.
—, mehrfache 43.
—, Gesetzmäßigkeiten 59 ff.
—, Zahl der Linien 180.
Stabilität 346.
Stickoxyd, Banden 262.
—, Veränderlichkeit der 317.
Stickstoff, erste positive Gruppe 212, 261.
—, aktiver 334.
—, Dopplereffekt 323.
—, Zeemaneffekt 290.
—, zweite positive Gruppe 262.
—, dritte positive Gruppe 262.
—, negative Banden 263.
—, Nachleuchten 263.
—, Veränderlichkeit der Banden 314.
—, Beschreibung der Bandenspektra 207.
Stickstoffgruppe, Bandenspektra der 261.
Stoßerregung 337.
Strahlung, schwarze 340.
Strahlungsgesetze 339.
Strahlungsgleichgewicht 340.
Strahlungstheorie nach Planck 352.
Streifenspektra 40.
Strontium, Banden des 236.
—, Zeemaneffekt 289.
Strontiumfluorid, Banden 240.
Summationsschwingungen 178.
Swanspektrum, Bau des 201.
—, Beschreibung des 245.
Systeme von Serien 105.

Tabellen 146 ff.
Tantal, Banden des 264.
Tellur, Banden des 267.
Temperatur, Einfluß der 49.
— strahlender Gase 38, 301, 373.
— von Lichtquellen 10.
— und Absorption 296.
Temperaturemission 300, 303.
Temperaturstrahlung 1.
Testlinien 279, 335, 337.
Thallium, Banden des 245.
—, Linienstruktur 282.
—, Zeemaneffekt 289.
Theorie des Leuchtens 339.
Thor, Banden des 259.
Titan, Zeemaneffekt 290.
—, Druckverschiebung 312.
Toluol, Banden des 257, 277.
Triplet, normales (Zeeman) 284.
Tripletserien 95 ff.
Typen von Gasspektren 40.

Ultimate lines 279, 335.
Umkehrung 53, 300.
— von Spektren 22.
Uran, Banden des 266.

Vakuumbogen 15.
Vakuumröhren 16.
Vanadium, Druckverschiebung 312.
—, Banden des 264.
Veränderlichkeit der Spektra 44.
— der Bandenspektra 313.
Verbindungsspektra 43.
—, Bau der 275.
Verbreiterung 48.
Verschiebung von Spektrallinien 44.

Wärme, spezifische 340.
Wärmewellen, längste 4.
Wasserdampf, Banden des 229.
Wasserstoff, Bandenspektra 229.
—, Druckverschiebung 311.
—, Dispersion 306.
—, Doppleréffekt 321.
—, Zeemaneffekt 288.
—, Linienstruktur 281.
—, Flammen des 8.
Wechselstrombogen 334, 337.
Wehneltröhren, Spektra 15.
Wellenlängennormalen, internationale 25, 369.
Wirkungsquantum 352.
Wismut, Spektrum des 197.
—, Linienstruktur 282.
—, Banden des 264.
Wolfram, Banden des 266.

Yttrium, Banden 244.
—, Zeemaneffekt an Banden 291.

Zeemaneffekt bei den Elementen 289 ff.
—, Zusammenhang des 261, 283.
— und Druckverschiebung 312.
—, inverser 291.
Zink, Zeemaneffekt 289.
—, Kombinationslinien 175.
—, Banden des 242.
—, Linienstruktur 281, 282.
Zinn, Banden 259.
—, Linienstruktur 282.
—, Bau des Spektrums 197.
Zirkon, Banden des 259.

Die Wissenschaft Sammlung naturwissenschaftl. und mathematischer Einzeldarstellungen Heft 1

Die Wissenschaft Sammlung naturwissenschaftl. und mathematischer Einzeldarstellungen Heft 2

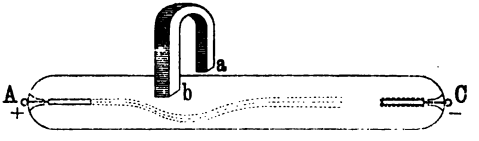
Die Kathodenstrahlen

Von Dr. G. C. Schmidt, a. o. Prof. der Physik an der Universität Königsberg. Zweite verbesserte und vermehrte Auflage. Mit 50 Abbildungen. VII, 127 S. 1907. Geh. M 3.—, geb. M 3.60.

Inhaltsverzeichnis. Einleitung. 1. Kapitel. Das Wesen des Lichtes. Der Äther. — 2. Kapitel. Neuere Ansichten über die Leitung der Elektrizität durch Elektrolyte. — 3. Kapitel. Apparate zur Erzeugung von Kathodenstrahlen. — 4. Kapitel. Die Entladung in verdünnten Gasen. Die Kathodenstrahlen. — 5. Kapitel. Ältere Theorien über den Entladungsvorgang. — 6. Kapitel. Ladung der Kathodenstrahlen. — 7. Kapitel. Potentialgradienten und Kathodenfall in Entladungsröhren. — 8. Kapitel. Kathodenstrahlen im elektrostatischen Felde. — 9. Kapitel. Kathodenstrahlen im magnetischen Felde. — 10. Kapitel. Energie und Geschwindigkeit der Kathodenstrahlen. — 11. Kapitel. Zeeman-Effekt. — 12. Kapitel. Kathodenstrahlen verschiedenen Ursprungs. — 13. Kapitel. Bestimmung von e und m. — 14. Kapitel. Scheinbare Masse. — 15. Kapitel. Fluoreszenzerregung und chemische Wirkung der Kathodenstrahlen. — 16. Kapitel. Reflexion, Absorption, Spektrum und Bahn der Kathodenstrahlen in einer Entladungsröhre. — 17. Kapitel. Kanalstrahlen. — 18. Kapitel. Schluß. — Literaturübersicht.

Aus den Besprechungen.

Allgemeines Literaturblatt. „Die Aufklärungen über das scheinbar so rätselhafte Verhalten der radioaktiven Substanzen sind vom Verfasser in ausnehmend interessanter und instruktiver Weise dargelegt und dürfen wohl das weiteste Interesse für sich in Anspruch nehmen. Die atomistische Theorie der Elektrizität, welche endlich verspricht, einen Einblick in das Wesen der elektrischen Erscheinungen zu geben und die Frage zu beantworten, deren Lösung jahrhundertelang unmöglich schien: Was ist Elektrizität? basiert auf der Untersuchung der Kathodenstrahlen. Das für weitere Kreise verständlich geschriebene Buch kann wärmstens empfohlen werden. Die Behandlung des Themas ist einfach und gründlich; besonders ist auch die Beigabe einer großen Anzahl höchst klarer, schematischer Zeichnungen zu loben, welche die textliche Klarheit des Buches noch bedeutend erhöhen."



Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig

Die Wissenschaft Sammlung naturwissenschaftl. und mathematischer Einzeldarstellungen Heft 3

Elektrizität und Materie

Von Dr. J. J. Thomson, Mitglied der Royal Society, Professor der Experimentalphysik an der Universität in Cambridge. Autorisierte Übersetzung von G. Siebert. Zweite verbesserte Auflage. Mit 21 Abbildungen. VIII, 116 S. 1909. Geh. M 3.—, geb. M 3.60.

Inhaltsverzeichnis. 1. Kapitel. Darstellung des elektrischen Feldes durch Kraftlinien. — 2. Kapitel. Elektrische und gebundene Masse. — 3. Kapitel. Wirkungen der Beschleunigung der Faradayschen Röhren. — 4. Kapitel. Die atomistische Struktur der Elektrizität. — 5. Kapitel. Konstitution des Atoms. — 6. Kapitel. Radioaktivität und radioaktive Substanzen. 7. Kapitel. Materie und Äther.

Aus den Besprechungen.

Literarisches Zentralblatt. „Eine Reihe geistvoller Vorträge, in welchen die Bedeutung der neuen Fortschritte in der Elektrizitätslehre für unsere Ansichten über die Konstitution der Materie und die Natur der Elektrizität erörtert wird. Ihre Bedeutung liegt vor allem darin, daß sie eine auch weiteren Kreisen verständliche Verbindung zwischen den Maxwell-Faradayschen Vorstellungen und der modernen Elektronentheorie darstellen und dabei gleichzeitig des berühmten Verfassers eigene Anschauungen über den Aufbau der Atome entwickeln, wobei die radioaktiven Elemente eine besonders eingehende Besprechung erfahren. Die Ausführungen enthalten nur vereinzelte mathematische Ableitungen und können jedem Studierenden empfohlen werden."

Chemiker-Zeitung. ... „Zu der Entwickelung der Elektronik, dieser neuen Disziplin der Physik, hat kaum jemand mehr beigetragen als J. J. Thomson... Es ist deshalb mit besonderer Freude zu begrüßen, daß dieser bahnbrechende Forscher es unternommen hat, seine „Ansichten über die Natur der Elektrizität, über die Vorgänge, welche im elektrischen Felde stattfinden, und über den Zusammenhang zwischen elektrischer und gewöhnlicher Materie" in einer so anschaulichen und anregenden Weise darzulegen, daß jeder Naturwissenschaftler, nicht nur der Physiker, das Buch verstehen kann und durch die Lektüre reichen Genuß und Gewinn haben wird. ... Für den Physiker, speziell für den Lehrer der Physik, eine Fundgrube anschaulicher Darstellungen und Gedankengänge. Für den Nichtphysiker eine Anleitung, nicht mühelos, aber doch ohne das schwere Rüstzeug der höheren Mathematik, sich einen Einblick zu verschaffen in die Überlegungen, welche aus den Untersuchungen über Kathodenstrahlen, Röntgenstrahlen und Radioaktivität zu dem Begriffe des Elektrons, des Atoms der Elektrizität, geführt haben."

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig

Die Wissenschaft Sammlung naturwissenschaftl. und mathematischer Einzeldarstellungen Heft 4

Die physikalischen Eigenschaften der Seen

Von Dr. Otto Freiherr von und zu Aufsess,
Assistent für Physik a. d. Kgl. techn. Hochschule in München.

Mit 36 Abbildungen. X, 120 S. 1905. Geh. M 3.—, geb. M 3.60.

Inhaltsverzeichnis. Vorbemerkungen: Die Oberfläche eines Sees als Teil der Erdoberfläche. Dichte des Wassers. Hydrostatischer Druck. Kompressibilität des Wassers. — Erster Teil. Mechanik. 1. Fortschreitende Wellen. 2. Stehende Wellen (Seiches). 3. Strömungen. — Zweiter Teil: Akustik. 1. Fortpflanzung des Schalles im Wasser. 2. Fortpflanzung des Schalles an der Oberfläche eines Sees. — Dritter Teil: Optik. 1. Durchsichtigkeit des Seewassers: A. Bestimmung der Durchsichtigkeit durch Versenken eines Gegenstandes; B. Bestimmung der Durchsichtigkeit durch Aufsuchen der Lichtgrenze im See. 2. Erscheinungen der Reflexion, Brechung und Farbenzerstreuung: A. Allgemeine Gesetze; B. Reflexionserscheinungen; C. Brechungserscheinungen; D. Dispersionserscheinungen. 3. Selektive Absorption des Lichtes im Seewasser: A. Allgemeine Theorie; B. Lichtabsorption im Wasser. 4. Polarisation des Lichtes im Wasser. 5. Die Farbe der Seen. — Vierter Teil: Thermik. 1. Thermometrie: A. Allgemeine Thermometrie; B. Spezielle Thermometrie: Oberflächentemperaturen; Tiefentemperaturen; Eisverhältnisse. 2. Kalorimetrie. Schlußbemerkung. Literaturverzeichnis.

Aus den Besprechungen.

Blätter für höheres Schulwesen. „Die Darstellung ist ganz elementar und sehr klar gehalten. Der Inhalt gliedert sich naturgemäß in die Mechanik, Akustik, Optik und Thermik der physikalischen See-Erscheinungen. Besonders interessant sind die Untersuchungen über den so viel diskutierten Grund der Verschiedenfarbigkeit der Seen. Die Erscheinungen des Wasserschattens werden mit dem Brockengespenst in zutreffende Parallele gestellt. Aber von dem allergrößten Interesse sind S. 63 ff. die Ausführungen über die Brechungserscheinungen beim Übergange des Lichtes von Wasser in Luft. Es wird hier ganz elementar nachgewiesen, wie relativ und einseitig unsere Erkenntnis der Dinge ist. Wir sehen alle Gegenstände nur durch das Medium Luft, ein Wasserbewohner sieht dieselben Gegenstände durch das Medium Wasser ganz anders als wir, ja er sieht sogar Sachen, die wir als aus einem Stücke bestehend, als kontinuierliche Massen bezeichnen, in Stücke zerteilt!! Das Buch sei auch für die Schüler der obersten Klasse empfohlen."

Himmel und Erde. „Was der Physiker vom weitverbreitetsten Stoffe auf unserem Erdball, dem Wasser, zu sagen weiß, ist fast lückenlos in dem Aufsessschen Buche zusammengefaßt worden. Wir erfahren etwas über die Wellenbewegung an der Oberfläche, die Strömungen, Fortpflanzung des Schalles im Wasser, über die Durchsichtigkeit und die thermischen Verhältnisse. Besonders eingehend behandelt der Verfasser auf Grund eigener Versuche die Durchsichtigkeit und Farbe der Gebirgsseen, wobei er die Frage entscheidet, ob letztere chemischer oder physikalischer Art ist. Wir empfehlen das Buch besonders allen denen, die es lieben, ihre Erholung in einer liebevollen Betrachtung der Natur zu suchen."

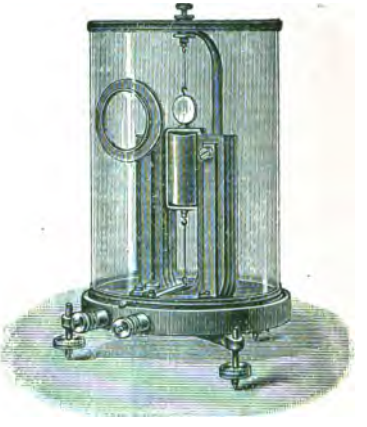
Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig

Die Wissenschaft Sammlung naturwissenschaftl. und mathematischer Einzeldarstellungen Heft 5

Die Entwickelung der elektrischen Messungen

Von Dr. O. Frölich. Mit 124 Abbildungen.
XII, 192 S. 1905. Geh. M 6.—, geb. M 6.80.

Inhaltsverzeichnis. **Die Meßinstrumente.** Die Strommesser. a) Die ersten Galvanometer. Oersted, Schweigger. Ohm, Ampère, Biot-Savart. Nobili, H. Davy, Faraday. Kalibrierung. Methode von Petrina. Formel von Poggendorff. b) Die Spiegelgalvanometer. Gauss. Spiegelablesung. Gauss und W. Weber. Coulomb. Methoden von W. Weber. Telegraphie und Spiegelgalvanometer. Dämpfung. Spätere Spiegelgalvanometer. Spiegelgalvanometer mit Drehspule. c) Galvanometer mit direkter Ablesung und absoluten Angaben. Elektromagnetische Wage. Sinusbussole. Tangentenbussole. Pouillet. Helmholtz. Gaugain. Riecke. Absolutes Maßsystem. Torsionsgalvanometer von Siemens und Halske. Instrumente von Weston. Elektrolytische Strommesser. d) Schalttafelinstrumente. Erfordernisse von Schalttafelinstrumenten. Schalttafelinstrumente mit permanenten Magneten und beweglicher Stromspule. Carpentier. Schalttafelinstrumente mit Eisenkernen. Hitzdrahtinstrumente. e) Galvanoskop. Anwendung für Telegraphie und Messungen. f) Elektrodynamometer und Wechselstrommesser. Elektrodynamometer von W. Weber. Spätere Elektrodynamometer. Andere Instrumente für Wechselstrom. Technische Elektrodynamometer. Energiemessung mittels Elektrodynamometer. Neuere technische Elektrodynamometer. Ferrarisinstrumente. Spannungsmesser. Übersicht. Elektrostatische Spannungsmesser. Kapillarelektrometer. Widerstandsapparate. Maßeinheiten. Widerstandsskalen. Kondensatoren. Selbstinduktionsskalen. Apparate zur Messung magnetischer Eigenschaften. Elektrische Wärmemesser. Elektrizitätszähler. Uhrzähler. Motorzähler. Induktionszähler. Elektrische Registrierapparate. Elektrische Registrierungen. Registrierung elektrischer Vorgänge. Oszillographen. Widerstandsmesser. Elektrische Geschwindigkeitsmesser. Allgemeine Elektrizitätsgesellschaft. — **Die Meßmethoden.** Die Methoden der Strommessung. Die Methoden der Spannungsmessung. Spannungsmessung durch Strommessung. Spannungsmessung mittels Normalelemente. Transformation der Spannung. Die Methoden der Widerstandsmessung. Methoden von W. Weber. Wheatstonesche Brücke. Formen der Meßbrücke. Temperaturmessung mittels Meßbrücke. Sehr kleine Widerstände; Thomsonsche Meßbrücke. Sehr hohe Widerstände; Kabelmessungen. Einfluß von Ladung und Selbstinduktion. Einfluß von elektromotorischen Kräften; Widerstand von Zersetzungszellen, Batterien usw. Neumann. Kohlrausch. Mance. Lutteroth. Frölich. Fehlerbestimmungen. Messung des Widerstandes aus Strom und Spannung. Isolationswiderstand von Anlagen im Betriebe. Methoden zur Bestimmung der Selbstinduktion. Methoden von Maxwell. Neuere Methoden. Wien. Messungen für Fernsprechzwecke. Die Methoden der Wechselstrommessung. Zusammenstellung. Rückblick.



Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig

Die Wissenschaft Sammlung naturwissenschaftl. und mathematischer Einzeldarstellungen Heft 6

Elektromagnetische Schwingungen und Wellen

Von Dr. Josef Ritter von Geitler, außerordentl. Professor der Physik an der k. k. Deutschen Universität Prag.

Mit 86 Abbildungen. VIII, 154 S. 1905. Geh. M 4.50, geb. M 5.20.

Inhaltsverzeichnis. Einleitung. I. Kapitel. Theorie der Fernwirkungen. Isaac Newton. — II. Kapitel. Theorie der vermittelten Fernwirkung. I. Abschnitt: Michael Faraday. Das magnetische Feld. Das elektrische Feld. Der elektrische Strom. Das elektromagnetische Feld. Die Induktionserscheinungen. Die Erscheinungen der Selbstinduktion. Elektrische Schwingungen. Einige Grundbegriffe aus der Lehre von den Schwingungen. II. Abschnitt: James Clerk Maxwell. Die kritische Geschwindigkeit. Elektromagnetische Lichttheorie. III. Abschnitt: Heinrich Rudolf Hertz. IV. Abschnitt: Die weitere Entwickelung. Methoden zur Beobachtung Hertzscher Wellen. Die elektromagnetischen Wellen und die Optik. a) Längste Wärme- und kürzeste elektrische Wellen. b) Nachahmung optischer Versuche mit Hertzschen Wellen. c) Optische Analogien von Versuchen mit Hertzschen Wellen. d) Der Interferenzversuch von V. v. Lang. e) Spektralanalyse der elektromagnetischen Strahlung. f) Rolle des Leiters bei Drahtwellen. g) Die drahtlose Telegraphie. — Namenverzeichnis.

Aus den Besprechungen.

Annalen der Elektrotechnik. ...„Die vom Verfasser gewählte Art der Darstellung folgt der historischen Entwickelung des Gegenstandes bis in die neueste Zeit und stellt an die mathematische Vorbildung seiner Leser nur die bescheidensten Ansprüche. Die Behandlung des Stoffes ist ausgezeichnet, die Gliederung klar und deutlich, die 86 gut ausgeführten Textfiguren unterstützen und erleichtern ganz wesentlich das Verständnis der für den Nichtphysiker immerhin schwierigen Materie. Da auch die Ausstattung und der Druck in gediegener Weise ausgeführt ist, so kann das Buch auf das wärmste empfohlen werden. Für den Studenten der Physik und Elektrizitätslehre ist das Bändchen als erste Einführung in das genannte Gebiet von großem Nutzen, es gibt aber auch dem gebildeten Nichtphysiker, besonders dem praktischen Elektrotechniker und Ingenieur einen bequemen Überblick über die einschlägigen theoretischen Probleme und deren experimentelle Lösung."

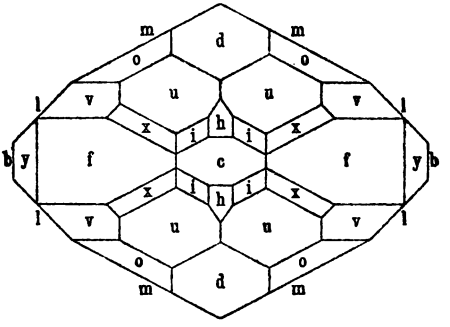
Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig

Die Wissenschaft Sammlung naturwissenschaftl. und mathematischer Einzeldarstellungen Heft 7

Die neuere Entwickelung der Kristallographie

Von Dr. H. Baumhauer, Professor an der Universität zu Freiburg i. d. Schweiz. Mit 46 Abbildungen. VIII, 184 S. 1905. Geh. M 4.—, geb. M 4.60.

Inhaltsverzeichnis. I. Abschnitt. Einleitung. Wesen und Definition eines Kristalls. Fließende und flüssige Kristalle. Zonengesetz und Gesetz der rationalen Achsenschnitte. Kristallographische Symbole. Linearprojektion, gnomonische und sphärische Projektion. Kohäsionsminima innerhalb der Kristalle. — II. Abschnitt. Kristallklassen und Pseudosymmetrie. Einteilung der Kristalle in 32 Klassen. Symmetrieelemente: Zentrum der Symmetrie, Symmetrieebenen, Deck- und Spiegelachsen. Kristallsysteme. Spezielle Ableitung und Besprechung der einzelnen Kristallklassen. Ableitung derselben auf Grund der Deck- und Spiegelachsen. Übersicht über die 32 möglichen Kristallklassen. Pseudosymmetrische Kristalle. — III. Abschnitt. Ermittelung der Symmetrieverhältnisse der Kristalle. Goniometrische Untersuchung, zweikreisiges Goniometer. Physikalische Eigenschaften der Kristalle, insbesondere optisches Verhalten; Zirkularpolarisation optisch-einachsiger und -zweiachsiger Kristalle. Polare Pyroelektrizität. Ätz- oder Lösungserscheinungen. Geometrische Anomalien (vizinale Flächen). Optische Anomalien. Anomale Ätzfiguren. Allgemeinere Bedeutung der Ätzerscheinungen. — IV. Abschnitt. Zwillingsbildung der Kristalle. Zwillingsachsen u. Zwillingsebenen. Allgemeine Zwillingsgesetze. Ableitung der verschiedenen möglichen Fälle von Zwillingsbildung.



Deutung des Vorganges der Zwillingsbildung. Translationsflächen als Zwillingsebenen. Zwillinge von enantiomorphen Kristallen. Begünstigung der Zwillingsbildung. Polysynthetische Verwachsung pseudosymmetrischer Kristalle, Mimesie. — V. Abschnitt. Flächenentwickelung und Wachstum der Kristalle. Entwickelung der Kristallflächen innerhalb der Zonen. Gesetz der Komplikation. Beobachtungen an flächenreichen Zonen; primäre Reihen, sekundäre und tertiäre Flächen. Raumgitter und regelmäßige Punktsysteme. Elementarparallelogramm und Häufigkeit einer Fläche. Einfluß des Lösungsmittels auf die Form der sich ausscheidenden Kristalle. Untersuchungen über das Wachstum der Kristalle. — VI. Abschnitt. Chemische Kristallographie. Isomorphie. Definition derselben. Morphotropie. Topische Achsen. P. v. Groths neuere Auffassung der Kristallstruktur, Morphotropie und Isomorphie. Polymorphe (monotrope und enantiotrope) Modifikationen. Mischungen isodimorpher Körper. Beziehungen zwischen der chemischen Formel und dem Kristallsysteme einer Verbindung. — Anhang. Kristallklassen, Namen und Symbole der Formen nach P. v. Groths physikalischer Kristallographie.

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig

Die Wissenschaft Sammlung naturwissenschaftl. und mathematischer Einzeldarstellungen Heft 8

Neuere Anschauungen auf dem Gebiete der anorg. Chemie

Von Prof. Dr. A. Werner in Zürich. Zweite Auflage. XV, 292 S. 1909. Geh. M 9.—, geb. M 10.—.

Inhaltsverzeichnis. I. Die Elemente. 1. Der Elementenbegriff. 2. Systematik. — II. Die chemischen Verbindungen. A. Allgemeiner Teil. Lehre von der Valenz. I. Entwickelungsgang der Wertigkeitslehre. II. Über die Valenzzahlen. 1. Die Hauptvalenzzahl. 2. Die Nebenvalenzzahl. 3. Die Koordinationszahl. 4. Die ionogene Nebenvalenzzahl. III. Über die Valenzeinheiten. 1. Einleitung. 2. Definition von Haupt- und Nebenvalenzen. 3. Die Valenzeinheit als gerichtete Einzelkraft. 4. Über das Wesen der Haupt- und Nebenvalenzen. Der übereinstimmende Charakter von Haupt- und Nebenvalenzen. 5. Der elektrochemische Begriff der Hauptvalenz. 6. Der Affinitätswert der Valenzbindungen. IV. Schlußbetrachtungen über Affinität und Valenz. B. Systematischer Teil. I. Die Verbindungen erster Ordnung. 1. Einleitung. 2. Nomenklatur. 3. Systematik. II. Die Verbindungen höherer Ordnung. 1. Halogenosalze und analoge Verbindungen. 2. Verbindungen höherer Ordnung mit Oxyden, Sulfiden usw.: Die Anlagerungsverbindungen; Die Einlagerungsverbindungen. 3. Verbindungen höherer Ordnung mit Nitriden, Phosphiden usw.: Anlagerungsverbindungen; Einlagerungsverbindungen. 4. Verbindungen höherer Ordnung mit Karbiden. 5. Verbindungen höherer Ordnung mit verschiedenen Molekülkomponenten: Anlagerungsverbindungen; Einlagerungsverbindungen. 6. Über mehrkernige Metallammoniake. 7. Über koordinativ ungesättigte Einlagerungsverbindungen. 8. Die Koordinationsverbindungen der Wasserstoffverbindungen. 9. Theorie der Basen und Säuren. 10. Über die inneren Metallkomplexsalze. 11. Über Komplexverbindungen mit negativen Zentralatomen. 12. Über Nebenvalenzverbindungen von Elementen. 13. Allgemeine Betrachtungen über die Bildung von Verbindungen höherer Ordnung. III. Lehre von der Isomerie bei anorganischen Verbindungen. 1. Polymerie. 2. Koordinationsisomerie. 3. Hydratisomerie. 4. Ionisationsmetamerie. 5. Salzisomerie. 6. Strukturisomerie. 7. Raumisomerie. 8. Valenzisomerie. 9. Unaufgeklärte Isomerieerscheinungen.

Aus den Besprechungen.

Chemiker-Zeitung. „Die zweite Auflage des eben genannten Buches, dessen erste Auflage den Lesern dieser Zeitung bestens empfohlen wurde, ist aus dieser durch eine eingehende Umarbeitung und Durcharbeitung unter Berücksichtigung des inzwischen neu gefundenen Tatsachenmaterials entstanden. Ein Hauptunterschied beider Auflagen besteht in der Anordnung. Während in dem früheren zweiten Hauptteile über Verbindungen erster Ordnung und in dem dritten Hauptteile über Verbindungen höherer Ordnung jedesmal die betreffenden Valenzfragen zunächst behandelt und dann die Systematik der Stoffe gegeben wurde, sind jetzt beide Hauptteile vereinigt, wodurch es ermöglicht wurde, die Valenzfragen im Zusammenhange darzustellen. Meines Erachtens hat das Werk dadurch an Klarheit und Übersichtlichkeit erheblich gewonnen. Und das ist gut. Werners gedankenreiche Darlegungen stürzen alte eingewurzelte Anschauungen und setzen Neues an ihre Stelle. Dem zu folgen, erfordert tüchtige Mitarbeit, und jede Erleichterung dabei wird vom Leser mit Dank entgegengenommen. Im speziellen Teile wird die Theorie der Hydrate, der Hydrolyse, der Ammoniumverbindungen besonderes Interesse erwecken." *Heinrich Biltz.*

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig

Die Wissenschaft Sammlung naturwissenschaftl. und mathematischer Einzeldarstellungen Heft 9

Die tierischen Gifte

Von Edwin S. Faust, Dr. phil. et med., Privatdozent der Pharmakologie an der Universität Straßburg. XIV, 248 S. 1906. Geh. M 6.–, geb. M 6.80.

Inhaltsverzeichnis. Vorwort. — Einleitung. Zweck und Nutzen einer zusammenfassenden Behandlung der tierischen Gifte. Begriffsbestimmung. Was gehört zu den tierischen Giften? „Aktiv" und „passiv" giftige Tiere. Eigentliche Gifte und gelegentlich die Gesundheit schädigende tierische Produkte. Zoonosen. Historisches über tierische Gifte. Aberglauben. Entwickelung unserer Kenntnisse über dieselben. Praktische Bedeutung der tierischen Gifte für die sie produzierenden Tiere. Praktische Bedeutung der tierischen Gifte für den Menschen: Giftmord, Selbstmord, Hinrichtung von Verbrechern; Verwendung zur Herstellung von Pfeilgiften; Medizinale Vergiftungen durch tierische Gifte; Verwundung durch Bisse oder Stiche giftiger Tiere; Therapeutische Verwendung tierischer Gifte. Systematik. — **Wirbeltiere, Vertebrata.** Säugetiere, Mammalia. Ornithorhynchus paradoxus, Platypus. Das Adrenalin. Die Gallensäuren: Die pharmakologischen Wirkungen der Gallensäuren. Schlangen, Ophidia. Giftschlangen, Thanatophidia. Übersicht. Historisches. Begriffsbestimmung. „Giftige" und „ungiftige" Schlangen. „Verdächtige Schlangen". Systematik und geographische Verbreitung der Giftschlangen. A. Colubridae venenosae, Giftnattern. B. Viperidae. Solenoglypha, Röhrenzähner. Die Giftorgane der Schlangen. Die physiologische Bedeutung des Schlangengiftes. Über die Natur des Schlangengiftes. Wirkungen der Schlangengifte. Natürliche Immunität gewisser Tiere gegen Schlangengifte. Künstliche oder experimentelle Immunisierung gegen Schlangengifte. Angebliche Immunität gewisser Kategorien von Menschen gegen Schlangengift. Therapie des Schlangenbisses. Prophylaxe. Eidechsen, Sauria. Amphibien, Lurche; Amphibia. 1. Ordnung: Anura, schwanzlose Amphibien. 2. Ordnung: Urodela, geschwänzte Amphibien. Fische, Pisces. I. Giftfische. A. Fische, welche durch Biß vergiften. B. Fische, welche durch Stichwunden vergiften. C. Fische, welche ein giftiges Hautsekret bereiten. II. Giftige Fische. III. Vergiftung infolge des Genusses durch postmortale Veränderungen gesundheitsschädlich oder giftig gewordener Fische. — **Wirbellose Tiere, Avertebrata.** Muscheltiere, Lamellibranchiata. Gliederfüßer, Arthropoda. 1. Klasse: Spinnentiere, Arachnoidea. a) Ordnung Scorpionina. Arthrogastra, Gliederspinnen. b) Ordnung Araneina. c) Ordnung Solifugae, Walzenspinnen. d) Ordnung Acarina, Milben. 2. Klasse: Myriapoda, Tausendfüßler. a) Ordnung Chilopoda. b) Ordnung Chilognatha s. Diplopoda. 3. Klasse: Hexapoda, Insekten. a) Ordnung Hymenoptera, Hautflügler. Familie Apidae, Bienen. Familie Formicidae, Ameisen. b) Ordnung Lepidoptera, Schmetterlinge. c) Ordnung Coleoptera, Käfer. d) Ordnung Orthoptera, Geradflügler, Schrecken. e) Ordnung Diptera, Zweiflügler, Fliegen. Crustacea, Massenvergiftungen durch Crangon vulgaris. Würmer, Vermes. Plathelminthes, Plattwürmer. Nemathelminthes, Rundwürmer. Annelida, Ringelwürmer. Stachelhäuter, Echinodermata. Seesterne, Asteroidea. Seeigel, Echinoidea. Seewalzen, Seegurken, Holothurioidea. Coelenterata (Zoophyta), Pflanzentiere. — Namenverzeichnis. — Sachregister.

Aus den Besprechungen.

Repertorium der Praktischen Medizin. ... „Wir haben bis jetzt ein Buch, das in dieser ausführlichen Weise vom Standpunkte des Zoologen, Pharmakologen, Physiologen und Pathologen die tierischen Gifte einer Betrachtung unterwirft, nicht gehabt. Ganz besonders wird uns das Kapitel über Schlangen und Schlangengifte, vor allem auch der physiologische und dann der therapeutische Teil interessieren, wobei der Autor alle Methoden eingehend beschreibt und auf ihren Wert prüft. Einen wertvollen Beitrag bieten die Darlegungen über Immunität und Immunisierung." ...

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig

Die Wissenschaft Sammlung naturwissenschaftl. und mathematischer Einzeldarstellungen Heft 10

Die psychischen Maßmethoden

Von Dr. G. F. Lipps, Privatdozent der Philosophie an der Universität Leipzig. Mit 6 Abbildungen. X, 151 S. 1906. Geh. M 3.50, geb. M 4.10.

Inhaltsverzeichnis. Erster Abschnitt. Psychologie und Naturwissenschaft. 1. Die empirische und die philosophische Weltbetrachtung. 2. Die Bewußtseinsinhalte. — Zweiter Abschnitt. Die Wahrscheinlichkeitslehre. 3. Gewißheit und Wahrscheinlichkeit. 4. Die Wahrscheinlichkeitsbestimmung. — Dritter Abschnitt. Die Maßbestimmungen bei der Berücksichtigung subjektiver Faktoren im Bereiche der naturwissenschaftlichen Forschung. 5. Die Beobachtungsfehler. 6. Die Ungenauigkeit der Sinneswahrnehmung und die sonstigen subjektiven Faktoren. — Vierter Abschnitt. Die psychophysischen Maßmethoden. 7. Der naturphilosophische Standpunkt Fechners und das psychophysische Grundgesetz. 8. Das Maß der Empfindlichkeit. 9. Die Methode der eben merklichen Unterschiede. 10. Die Methode der mittleren Fehler. 11. Die Methode der richtigen und falschen Fälle. 12. Die Methode der mittleren Abstufungen. 13. Die Beobachtungsreihen. 14. Das Fehlergesetz. 15. Die Mittelwerte der Beobachtungsreihen. — Fünfter Abschnitt. Das psychische Maß. 16. Die durch Fechner begründete Auffassungsweise des psychischen Maßes. 17. Ordnen und Messen. — Sechster Abschnitt. Die Methoden der psychischen Abhängigkeitsbestimmung. 18. Die Bestimmung des Grades der Abhängigkeit. 19. Der Typus der Beobachtungsreihe. 20. Die Zerlegung der Beobachtungsreihe in Komponenten und die Bestimmung der Unterschiedsschwelle. — Anhang. 21. Die Berechnung der Mittelwerte. — Literaturverzeichnis. — Register.

Aus den Besprechungen.

Literarisches Zentralblatt. „In der Literatur begegnet man noch so oft unklaren und fehlerhaften Anschauungen über die psychischen Maßmethoden, daß eine umfassende monographische Darstellung der letzteren sicher einem Bedürfnis entspricht. G. F. Lipps gibt nun in der Tat eine Monographie, welche auch zur ersten Einführung in das Gebiet sich recht gut eignet. Er hat sich dabei weiter die doppelte Aufgabe gestellt: einesteils zu zeigen, daß die von Fechner in Anlehnung an das gewöhnliche Fehlergesetz begründeten Maßmethoden unzureichend sind, und anderenteils den Weg anzugeben, auf dem man ohne Voraussetzung eines bestimmten Fehlergesetzes zu einer allen Bedürfnissen der experimentellen Psychologie genügenden Methode der Maß- und Abhängigkeitsbestimmung gelangt. An den Ausfall dieses letzteren Versuches knüpft sich in wissenschaftlicher Beziehung das Hauptinteresse an der Abhandlung des Verfassers."

Physikalische Zeitschrift. „Wer den Wunsch hegt, einen Überblick über das Rüstzeug der messenden Psychologie zu gewinnen, dem wird das vorliegende zehnte Heft der Viewegschen Sammlung „Die Wissenschaft" sehr willkommen sein. Das Buch wird sich bald einen größeren Freundeskreis erwerben."

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig

Die Wissenschaft Sammlung naturwissenschaftl. und mathematischer Einzeldarstellungen Heft 11

Der Bau des Fixsternsystems

mit besonderer Berücksichtigung der photometrischen Resultate

Von Dr. Hermann Kobold, außerordentl. Professor an der Universität und Observator der Sternwarte in Kiel.

Mit 19 Abbildungen und 3 Tafeln. XI, 256 S. 1906.
Geh. M 6.50, geb. M 7.30.

Inhaltsverzeichnis. Einleitung. **Erster Abschnitt. Die Instrumente und Beobachtungsmethoden.** 1. Die Ortsbestimmung: Sternbilder. Sternnamen. Sternkoordinaten. Präzession. Relativer Ort. Verwandlung der Koordinaten. 2. Die Helligkeit: Visuelle Helligkeitsbestimmung. Die photometrische Skala. Die Photometer und ihre Theorien. Photographische Sterngrößen. Extinktion des Lichtes in der Atmosphäre und im Weltenraume. 3. Die Farbe der Gestirne. Die Schmidtsche Skala. Purkinje-Phänomen. 4. Das Spektrum, Vogels Sternklassen. Secchis, Pickerings, Lockyers Klassifizierung. 5. Die Entfernung: Wirkung auf den Ort der Gestirne. Absolute und relative Messung. Photographische Methode. Doppelsterne. Relative und absolute Parallaxe. 6. Die Bewegung: Die Eigenbewegung. Die Radialgeschwindigkeit. Die totale Bewegung. 7. Die Sternverteilung: Die scheinbare Verteilung. Zusammenhang zwischen Sternzahl, Helligkeit und Entfernung. Anwendung der Wahrscheinlichkeitslehre. — **Zweiter Abschnitt. Die Einzelresultate.** 1. Der Sternort: Sternkataloge. Sternkarten. Die Durchmusterungen. Die photographische Himmelskarte. 2. Die Helligkeit. Angaben des Ptolemäus. Schätzungen Argelanders und Goulds. Die photometrischen Messungen und ihre Vergleichung. Sterngröße nach den photographischen Aufnahmen. Photometrische Größe der Sonne. 3. Die Sternfarbe: Osthoffs Katalog. Potsdamer Katalog. Einfluß der Färbung auf die Helligkeitsmessung. 4. Das Spektrum: Spektroskopische Durchmusterungen. Verteilung der Spektra. Verteilung der Sterne der einzelnen Spektralklassen. 5. Die Entfernung: Die Einzelresultate. Sterne mit großer Parallaxe. Zusammenhang zwischen der Entfernung und der absoluten Helligkeit, bzw. dem Spektrum. 6. Die Bewegungen: Kataloge der Eigenbewegungen. Werte der Radialgeschwindigkeiten. Erklärung der Bewegungen. Herschels Arbeiten. Bessels Methode. Die Grundgleichungen zur Bestimmung der Sonnenbewegung. Argelanders, Airys Methode. Kapteyns Bestimmung. Größe der Sonnenbewegung nach diesen Methoden. Die Resultate aus den beobachteten Radialgeschwindigkeiten. Resultate aus den totalen Bewegungen. Unzulänglichkeit der Darstellung und ihre Ursachen. Nichtgeradlinige ungleichförmige Bewegung. Systematische Fehler der Eigenbewegungen. Beziehungen der Bewegungen zur Milchstraße. Schoenfelds Methode und deren Resultate. Bakhuyzens Untersuchungen. Kobolds neue Untersuchungen nach der Bessel-Koboldschen Methode und ihre Resultate. Gegenüberstellung. Gesetzmäßigkeiten in den Eigenbewegungen. Engere Sternsysteme. Beziehungen zwischen der Bewegung und der Helligkeit bzw. dem Spektraltypus. 7. Die scheinbare Verteilung der Sterne und ihre Beziehung zur Milchstraße: Herschels Eichungen. Struves Zählungen. Littrows Bearbeitung der B. D. Houzeaus Zählung. Goulds Kreis. Schiaparellis und Stratonoffs Arbeiten. Pickerings Untersuchungen. Seeligers Darstellung der Sternzahlen. — **Dritter Abschnitt. Der Bau des Fixsternsystems.** 1. Das Phänomen der Milchstraße: Die statistischen Resultate. Seeligers, Plassmanns, Eastons, Stratonoffs und Ristenparts graphische Darstellungen. Charakter und Struktur der Milchstraße. Lage der Milchstraße. 2. Die räumliche Anordnung des Universums: Herschels Sternsystem. W. Struves Theorie. Darstellung der Sternzahlen durch dieselbe. Wert für den Extinktionskoeffizienten. Schiaparellis Annahmen. Seeligers Lösung. Abhängigkeit der Entfernung von der Helligkeit und der Größe der Eigenbewegung. Gyldens und Kapteyns Ausdrücke für die mittlere Parallaxe. Comstocks Untersuchungen an sehr schwachen Sternen. 3. Die Bewegungen im Universum: Argelanders und Mädlers Hypothese. Beobachtungsresultate in Globularsystemen. Mathematische Darstellung. Untersuchung einzelner Spezialsysteme. — Schlußwort. — **Anhang.** 1. Tafel der Sterne mit bekannter Parallaxe. 2. Tafel der Sterne mit großer Eigenbewegung. 3. Literaturverzeichnis. — Register.

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig

Die Wissenschaft Sammlung naturwissenschaftl. und mathematischer Einzeldarstellungen Heft 12

Die Fortschritte der kinetischen Gastheorie

Von Dr. G. Jäger, Professor der Physik an der techn. Hochschule in Wien. Mit 8 Abbildungen. XI, 121 S. 1906. Geh. M 3.50, geb. M 4.10.

Inhaltsverzeichnis. Einleitung: Grundriß der kinetischen Gastheorie. 1. Boyle-Charlessches Gesetz. 2. Avogadros und Gay-Lussacs Regel. 3. Daltons Gesetz. 4. Zahlenwert der Geschwindigkeit. 5. Maxwells Gesetz. 6. Mittlere Weglänge und Stoßzahl der Molekeln. 7. Spezifische Wärme. 8. Innere Reibung. 9. Wärmeleitung. 10. Diffusion. 11. Größe der Molekeln. 12. Abweichungen vom Boyle-Charlesschen Gesetz. 13. Das Virial. — I. Boltzmanns *H*-Theorem. II. Maxwell-Boltzmannsches Gesetz. III. Gültigkeit des Maxwell-Boltzmannschen Gesetzes für beliebig kleine Kraftfelder. IV. Die Zustandsgleichung schwach komprimierter Gase. V. Der Temperaturkoeffizient der inneren Reibung. VI. Der Temperatursprung bei der Wärmeleitung. VII. Die ideale Flüssigkeit. VIII. Innerer Druck der Flüssigkeiten. IX. Innere Reibung idealer Flüssigkeiten und Größe der Molekeln.

Aus den Besprechungen.

Chemiker-Zeitung. „Die ausführliche Einleitung des Werkchens gibt eine ausgezeichnete klare Darstellung der kinetischen Gastheorie. Schon wegen derselben kann das Büchlein, das aus der Feder des durch seine „theoretische Physik" wohlbekannten Verfassers hervorgegangen ist, bestens empfohlen werden. Der Hauptteil ist zunächst Boltzmanns Untersuchungen gewidmet. Das H-Theorem und seine Beziehung zum zweiten Hauptsatze der Wärmetheorie finden zuerst ihre Ableitung, sodann die Sätze über Geschwindigkeitsverteilung und Dichteverteilung in einem Gase, in dem innere und äußere Kräfte wirken. Der Verf. verfolgt hier anschauliche und originelle Methoden. Die Anwendung wird auf die Zustandsgleichung nicht zu stark komprimierter Gase gemacht, wobei der Verf. den Arbeiten von M. Reinganum folgt. Der Temperaturkoeffizient der inneren Reibung, der in letzter Zeit befriedigende Erklärung fand, wird ebenfalls besprochen. Es folgen die Untersuchungen von Smoluchowski über den Temperatursprung der Wärmeleitung in Gasen und eigene Forschungen des Verf. über die Theorie der Flüssigkeiten. Das Büchlein kann daher allen, die sich für die auch in der Elektrizitätslehre immer mehr Bedeutung gewinnende kinetische Theorie interessieren, wärmstens empfohlen werden."

Elektrochemische Zeitschrift. „Mit Bezug auf die Wichtigkeit, die gegenwärtig die Arbeiten über die Elektrizität in Gasen erlangt haben, dürfte die vorliegende kurze und dabei doch in bezug auf die Hauptmomente erschöpfende Zusammenfassung der Resultate der kinetischen Gastheorie nicht unwillkommen sein. Die Darstellung ist eine klare und deutliche und es ist fast durchweg eine eingehende mathematische Begründung gegeben."

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig

Die Wissenschaft Sammlung naturwissenschaftl. und mathematischer Einzeldarstellungen Heft 13

Petrogenesis

Von Dr. C. Doelter, o. Professor der Mineralogie und Petrographie an der Universität Graz. Mit einer Lichtdrucktafel und 5 Abbildungen. XII, 262 S. 1906. Geh. M 7.—, geb. M 7.80.

Inhaltsverzeichnis. Einleitung. — Erstes Kapitel. Das Erdinnere und der Vulkanismus. Vulkanische Herde. Peripherische Vulkanherde. Ursachen des Aufdringens des Magmas. Eruptionsfähigkeit des Magmas. Verhalten des vulkanischen Magmas beim Erstarren. Verhalten der Gase. Temperatur der Lava. Temperatur der Vulkanherde. — Zweites Kapitel. Die Erscheinungsformen der vulkanischen Gesteine. Die vulkanischen Gesteine. Einfluß des Druckes auf die Bildung von Tiefengesteinen. Die Rolle der Mineralisatoren. Das Auftreten der Gesteine. Eruptionsformen der Oberflächengesteine. Viskosität und Lagerungsform. Erscheinungsformen der Tiefengesteine. Mechanismus der Intrusion. Der äußere Habitus der vulkanischen Gesteine. — Drittes Kapitel. Die Struktur der Eruptivgesteine. Struktur der Effusivgesteine. Struktur der Tiefengesteine. Spezielle Strukturen. Beziehungen zwischen dem Alter der Gesteine und ihrer Struktur. Änderungen in der Struktur und dem Mineralbestande in verschiedenen Teilen einer Eruptionsmasse. — Viertes Kapitel. Abhängigkeit der mineralogischen Zusammensetzung der Gesteine von ihrem chemischen Bestande. Dissoziation des Magmas. Vergleich der Gesteinsmagmen. Graphische Darstellung von Gesteinsmagmen. — Fünftes Kapitel. Die Differentiation der Magmen. Das Ganggefolge. Die Hypothese Bröggers. Differentiation bei künstlichen Schmelzen. Magmatische Differentiation durch das spezifische Gewicht. Verhalten fertiger Kristalle im Magma. Die Kristallisationsdifferentiation. Schlieren. Differentiation bei gleichbleibender chemischer Zusammensetzung. Umschmelzungsversuche von Mineralien und Gesteinen. — Sechstes Kapitel. Die Altersfolge der Eruptivgesteine. Unterschiede der Altersfolge bei Tiefen- und Effusivgesteinen. Veränderungen der vulkanischen Produkte im Laufe geologischer Perioden. Petrographische Charakteristik und Altersbeziehungen der Gesteine eines Vulkans. — Siebentes Kapitel. Die Einschlüsse der Gesteine. Exogene Einschlüsse. Endogene (homöogene) Einschlüsse. Die Olivinknollen. — Achtes Kapitel. Assimilation und Korrosion. Ursache der Korrosionen und Resorptionen. Korrosion des Nebengesteins am Kontakt. Assimilation. — Neuntes Kapitel. Künstliche Gesteine. — Zehntes Kapitel. Die Verfestigung des vulkanischen Magmas. Die Ausscheidungsfolge der Mineralien im Magma. Kristallisationsvermögen und Kristallisationsgeschwindigkeit. Unterkühlung. Einfluß der Schmelzpunkte. Das Kristallisationsmikroskop. Einfluß des Druckes auf die Ausscheidung. Bildung vulkanischer Tuffe. — Elftes Kapitel. Die Kontaktmetamorphose. Kaustische Wirkungen. Umwandlung von Kalksteinen. Umwandlung von Sandsteinen, Tonschiefern und Tonen. Chemische Vorgänge bei der Phyllitkontaktmetamorphose. Pneumatolytische Metamorphose. Umwandlung des Diabases und der Diabastuffe. Chemisch-physikalische Vorgänge bei der Kontaktmetamorphose. — Zwölftes Kapitel. Die Bildung der kristallinen Schiefer. Allgemeines. Eruptive Gneise. Gneise als umgewandelte Granite. Diagenese. Der Regionalmetamorphismus. Die chemische Zusammensetzung der kristallinen Schiefer. Umwandlung durch Wasser. Umwandlung durch hohe Temperatur. Die Injektionshypothese. Die Dynamometamorphose. Chemische Reaktion im Festen. Die Plastizität der Gesteine. Einfluß des Druckes auf die Löslichkeit von Mineralien. Einseitiger Druck (Streß, Pressung). Zusammenhang der Metamorphose mit der Dislokation. Das Volumgesetz. Der Mineralbestand der kristallinen Schiefer. Struktur und Textur der Schiefergesteine. Ursache der Schiefrigkeit. Die Tiefenstufen. Schwierigkeiten einer allgemeinen Anwendung der Dynamometamorphose. Bildung von kristallinen Schiefern durch Kontaktmetamorphose. Vergleich der Kontaktmetamorphose und der Dynamometamorphose. — Dreizehntes Kapitel. Sedimente. Kalksteine. Dolomit. Magnesit. Kieselsinter, Kieselschiefer. Sandsteine. Tone, Kaolin. Äolische Sedimente. Alaunschiefer. Laterit. — Vierzehntes Kapitel. Chemische Absätze, Bildung von Steinsalz, Gips und Anhydrit. Absätze der Salzseen. Die Barrentheorie. Gips und Anhydrit. Steinsalz und Abraumsalze. Reihenfolge der Ablagerungen der Salzmineralien. Die Temperatur der Steinsalzlager. Einfluß der Zeit und des Druckes. Salpeter. Soda. — Nachträge. — Autorenregister. — Sachregister.

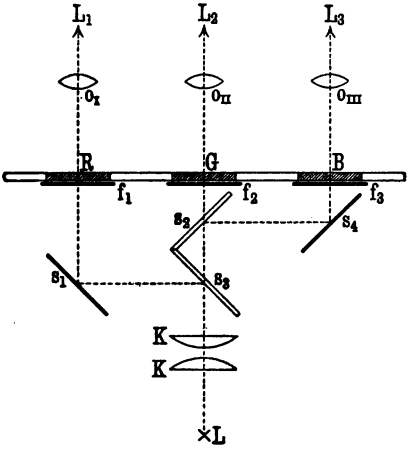
Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig

Die Wissenschaft Sammlung naturwissenschaftl. und mathematischer Einzeldarstellungen Heft 14

Die Grundlagen der Farbenphotographie

Von **Dr. B. Donath.** Mit 35 Abbildungen und einer farbigen Ausschlagtafel. VIII, 166 S. 1906. Geh. M 5.—, geb. M 5.80.

Inhaltsverzeichnis. I. Teil. **Die direkten Verfahren der photographischen Farbenwiedergabe.** Farbenwiedergabe. Erstes Kapitel. Die photographische Farbenwiedergabe durch stehende Lichtwellen. Geschichtliches. Theorie des Verfahrens: Begriff des Wellenstrahles. Lichtwellen. Reflexion der Lichtwellen (Phasenverlust). Scheinfarben durch Interferenz. Die Zenkersche Theorie. Experimentelle Beweise für die Richtigkeit der Theorie (Veränderung der Farben mit dem Beobachtungswinkel und durch Auseinandertreten der Elementarspiegel. Komplementäre Farben im durchfallenden Lichte. Nachweis der Elementarschichten in mikroskopischen Dünnschnitten). Weitere theoretische Betrachtungen (Die Beziehungen des Silberkornes zur Schichtenbildung. Die speziellen optischen Eigenschaften von Chromgelatine, kohärentem u. molekularem Silber. Elementarspiegelabstand und Phasenverlust. Abhängigkeit der Farbenwiedergabe von der Expositionszeit. Die Beziehungen der Tiefenwelle zur Oberflächenwelle. Lippmannsche Spektra höherer Ordnung). Praktische Ausübung des Lippmannschen Verfahrens. — Zweites Kapitel. Die photographische Farbenwiedergabe durch Körperfarben. Geschichtliches. Theorie des Verfahrens. Ausübung des Ausbleichverfahrens. — II. Teil. **Die indirekten Verfahren der photographischen Farbenwiedergabe.** Erstes Kapitel. Geschichte und Theorie des Dreifarbenverfahrens. Geschichtliches. Theorie: Additive u. subtraktive Farbenmischung. Geometrische Konstruktion der Mischfarben. Grundfarben. Die Theorien der Farbenwahrnehmung von Young-Helmholtz und Hering. Experimentelle Bestimmung der Grundfarben. — Zweites Kapitel. Die photographische Analyse nach den drei Grundfarben. Sensibilisatoren und Filter: Die Beziehungen der Aufnahmefilter zu den Reproduktionsfiltern und Sensibilisatoren. Die praktische Durchführung der Analyse: Die Sensibilisierung der Platte. Aufnahme und Entwickelung. Einfluß der Schwärzungskurve auf die Richtigkeit der Farbenwiedergabe. — Drittes Kapitel. Die additive Synthese der Teilbilder (Grenzen der authentischen Reproduktion). — Viertes Kapitel. Additive Wiedergabe mit Hilfe von Beugungsspektren (Theorie und Ausübung des Verfahrens). — Fünftes Kapitel. Additive Farbenwiedergabe mit dem Dreifarbenraster. — Sechstes Kapitel. Die subtraktive Synthese der Teilbilder. Theorie: Wahl des Farbensystems. Beziehungen zwischen dem Grundfarbensystem, den Aufnahmefiltern und Sensibilisatoren. Ausführung der subtraktiven Synthese: Die Herstellung transparenter Dreifarbenbilder. Subtraktive Bilder auf reflektierender Grundlage. Der Dreifarbendruck (Flachdruck und Hochdruck). — Literaturverzeichnis. — Namenverzeichnis.



Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig

Die Wissenschaft Sammlung naturwissenschaftl. und mathematischer Einzeldarstellungen Heft 15

Höhlenkunde

mit Berücksichtigung der Karstphänomene

Von **Dr. phil. Walter von Knebel.** Mit 42 Abbildungen im Text und auf 4 Tafeln. XVI, 222 S. 1906. Geh. M 5.50, geb. M 6.30.

Inhaltsverzeichnis. 1. Kapitel. Einführung. 2. Kapitel. Die Ursachen der Höhlenbildung. 3. Kapitel. Die Verteilung der Höhlen in den Gesteinsarten der Erdrinde. 4. Kapitel. Verkarstung und Karstphänomene. 5. Kapitel. Grundwasser und Quellen in Höhlengebieten. 6. Kapitel. Die Korrosion in Karstgebirgen. 7. Kapitel. Die mechanische Tätigkeit des Wassers in bezug auf die Höhlenbildung. 8. Kapitel. Morphologie der Höhlen; natürliches System der Höhlenformen. 9. Kapitel. Höhlenflüsse. 10. Kapitel. Die Vaucluse und die Vauclusequellen. 11. Kapitel. Die Grundwassertheorie zur Erklärung der hydrographischen Probleme des Karstes. 12. Kapitel. Submarine Quellen und Meeresschwinden als Beweise für das Vorhandensein von Höhlenflüssen. 13. Kapitel. Die Entstehung von Höhlenflüssen. 14. Kapitel. Dolinen. 15. Kapitel. Bedeutung der Dolinen für die Entstehung von Tälern. 16. Kapitel. Kesseltäler. 17. Kapitel. Die wichtigsten Höhlengebiete. 18. Kapitel. Halbhöhlen. 19. Kapitel. Ursprüngliche Höhlen. 20. Kapitel. Meteorologische Verhältnisse in Höhlen. 21. Kapitel. Die biologischen Verhältnisse in Höhlen. 22. Kapitel. Höhlen als Wohnorte der prähistorischen Menschen. 23. Kapitel. Kulturarbeit in Höhlengebieten. Geschichte der Höhlenkunde.

Aus den Besprechungen.

Geologisches Zentralblatt. „Verf. hat in diesem Buche die Ergebnisse jahrelanger Studien in verschiedenen Höhlengebieten Deutschlands und im Karst unter Berücksichtigung der umfangreichen Literatur niedergelegt und so ein wissenschaftliches Buch über den Gegenstand verfaßt, über den bisher nur Einzelbeschreibungen vorhanden waren. Gleichzeitig gibt er bestimmte Hinweise und Anleitungen zu gewissenhaften Beobachtungen auf diesem interessanten Gebiet geologisch-geographischer Forschung. Die einschlägige Literatur wird erwähnt und kritisch behandelt..."

Zeitschrift für die österreichischen Gymnasien. „...Der Verfasser hat es verstanden, die einschlägigen Erscheinungen nicht nur in sehr lichtvoller Weise zu beschreiben, sondern auch deren Entstehung in sachgemäßer Weise zu begründen. Die verschiedenen Anschauungen werden gegeneinander abgewogen und in vollkommen objektiver Weise beurteilt. Besonderes Interesse ist im vorliegenden Buche dem Karstphänomene entgegengebracht worden und dies in Anbetracht der Wichtigkeit der Kenntnis dieser Erscheinung für die Bodenkultur mit vollem Rechte. Es findet auch die kulturelle Verwertung verkarsteter Länder die entsprechende Erörterung."

Mitteilungen der Geographischen Gesellschaft für Thüringen. „...Der Verfasser gibt eine erwünschte Gesamtdarstellung der Höhlenkunde und aller damit zusammenhängenden Fragen. Jeder, der sich schnell orientieren will über ein besonderes Kapitel dieser Wissenschaft, wird gern vorliegendes Buch zur Hand nehmen. Die zahlreichen Abbildungen, die dem Werke beigegeben sind, sind recht instruktiv und klar und schließen sich der sonstigen Ausstattung des Buches würdig an."

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig

Die Wissenschaft Sammlung naturwissenschaftl. und mathematischer Einzeldarstellungen Heft 16

Die Eiszeit

von Dr. F. E. Geinitz, o. Professor an der Universität Rostock. Mit 25 Abbildungen, 3 farbigen Tafeln und 1 Tabelle. XIV, 198 S. Geh. M 7.—, geb. M 7.80.

Inhaltsverzeichnis. Einführung. Fauna und Flora des Quartärs. Gletscherentwickelung im Quartär. Verbreitung des quartären Glazialphänomens. Frühere Eiszeiten. Landverteilung vor der Eiszeit. Ursache der Eiszeit. Zeitberechnungen. Die Glazialablagerungen. Einfluß der Vereisung auf den Untergrund. — I. Das nordeuropäische Glazial. 1. Gebiet Skandinavien-Rußland-Norddeutschland-Holland. a) Art des Vorkommens und Verbreitung: Skandinavien. Finnland. Rußland. Bornholm. Dänemark. Norddeutschland. Holland. b) Gliederung des nordeuropäischen Quartärs: Präglazial (Altquartär); Fluvioglazial oder Extraglazial. Interglazial. c) Die Verhältnisse nach dem Abschmelzen der Eisdecke (Postglazial, Spätglazial). d) Die postglazialen Niveauschwankungen. 2. Das Glazial Großbritanniens. — II. Das Glazialphänomen der Alpen. — III. Das Gebiet zwischen alpiner und nordischer Vergletscherung. 1. Die extraglazialen Ablagerungen, ihre Gliederung und Beziehung zum prähistorischen Menschen. 2. Die vergletscherten deutschen Mittelgebirge und ihr Vorland. — IV. Eiszeitgletscher im übrigen Europa. — V. Die Eiszeit Nordamerikas. — VI. Die Polarländer. — VII. Die Eiszeit auf den übrigen Kontinenten. Asien. Afrika. Südamerika. Australien. Antarktik. Grahamland.

Aus den Besprechungen.

Zeitschrift für Schulgeographie. „Der bekannte Mecklenburger Forscher auf dem Gebiete der Glazialgeologie hat hier ein Kompendium seines Forschungsgebietes gegeben, wie es knapper und zutreffender kaum gegeben werden konnte. Der Text ist eng zusammengedrängt, nicht gerade leicht zu lesen, erteilt aber dafür über alles, was mit der Eiszeit irgendwie in Beziehung steht, genaue und zuverlässige Auskunft. Man mag sich über die Moorfrage mit Bezug auf Klimaschwankungen oder über die Niveauschwankungen des Baltikums orientieren wollen, alle diese Erscheinungen charakterisiert Geinitz in kurzen treffenden Worten. Das fehlende Register wird durch das eingehende Inhaltsverzeichnis genügend ersetzt, so daß sich das Werk auch zum Nachschlagen sehr eignet..."

Blätter für das bayerische Gymnasialschulwesen. „Der Verfasser gibt an der Hand der neueren Forschungen einen recht anschaulichen Überblick über unser gegenwärtiges Wissen von diesem vielumstrittenen Zeitraum der Erdgeschichte. Daher dürfte dieses Buch, das zum Teil ein Auszug aus seiner größeren Arbeit über das Quartär Nordeuropas ist, besonders dem Geographen willkommen sein; denn dieser Stoff ist in solcher Abrundung mit stetem Hinweis auf die einschlägigen Fragen und literarischen Hilfsmittel meines Wissens sonst nirgends zu finden."

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig

Die Wissenschaft Sammlung naturwissenschaftl. und mathematischer Einzeldarstellungen Heft 17

Die Anwendung der Interferenzen in der Spektroskopie und Metrologie

Von Dr. E. Gehrcke, Privatdozent an der Universität Berlin, technischer Hilfsarbeiter an der physik.-techn. Reichsanstalt. Mit 73 Abbildungen. IX, 160 S. 1906. Geh. M 5.50, geb. M 6.20.

Inhaltsverzeichnis. I. Teil: Allgemeine Einleitung. 1. Wellenbewegung. 2. Lichtwellen. 3. Funktion der Linsen. 4. Das Auge als optischer Apparat. 5. Fernrohr und Mikroskop. 6. Helligkeit der durch Linsen erzeugten Bilder. 7. Wellenlänge, Fortpflanzungsgeschwindigkeit, Schwingungsdauer. 8. Sinuswellen. 9. Prinzip der Superposition. — II. Teil: Erzeugung und Theorie einiger ausgewählter Interferenzerscheinungen. 10. Fresnels Spiegelversuch. 11. Interferenzen an planparallelen Platten. 12. Interferenzen an keilförmigen Platten. 13. Fresnels Biprisma, Newtons Farbenglas, Michelsons Interferometer. 14. Überlagerung der Interferenzen verschiedener Wellenlängen. 15. Die Quecksilberlampe. 16. Intensitätsverteilung der Interferenzen an planparallelen Platten. 17. Berücksichtigung der vielfach reflektierten Strahlen. 18. Weitere Diskussion der berechneten Intensitätsverteilung. 19. Intensitätsverteilung der Interferenzen im reflektierten Lichte. 20. Planparallele Luftplatte zwischen zwei rechtwinkeligen Glasprismen. 21. Vorhandensein zweier komplementärer Interferenzsysteme im reflektierten Licht. 22. Beugung des Lichtes an einer Öffnung. 23. Beugung an mehreren (spaltförmigen) Öffnungen. — III. Teil: Spektralapparate. 24. Fizeaus Modifikation des Newtonschen Farbenglases. 25. Ausbildung der Fizeauschen Methode durch Michelson. 26. Fraunhofers Beugungsgitter. 27. Reflexionsgitter. 28. Interferometer von Perot und Fabry. Lummers Doppelkeil. 29. Michelsons Stufengitter. 30. Interferenzspektroskop von Lummer und Gehrcke. 31. Allgemeine Theorie aller auf der Erzeugung von Interferenzstreifen beruhender Spektralapparate. 32. Abhängigkeit der Intensitätsverteilung der Interferenzen von der Breite des Kollimatorspaltes. 33. Auflösungsvermögen u. Dispersionsgebiet. 34. Interferenzpunkte. 35. „Falsche" Spektrallinien und ihre Erkennung mit Hilfe der Interferenzpunkte. 36. Auflösungsvermögen des Prismas. 37. Einfluß der Beugung an der Öffnung einer Linse auf die von ihr entworfenen Bilder. Grenze der Auflösung im Fernrohr und Mikroskop. 38. Einfluß der Beugung auf die Sichtbarkeit der Interferenzen an keilförmigen und planparallelen Platten. — IV. Teil: Auswahl von Resultaten der spektroskopischen Forschung über den Mechanismus des Leuchtens. 39. Trabanten. 40. Dopplersches Prinzip. „Breite" der Spektrallinien. 41. Abhängigkeit der Breite der Spektrallinien von der Temperatur, dem Molekulargewicht und der Erregungsart. 42. Der Stark-Effekt. 43. Einfluß des Druckes auf die Wellenlänge. 44. Der Zeeman-Effekt. 45. Theorie des Zeeman-Effektes. 46. Anomaler Zeeman-Effekt. Dissymmetrie in schwachen Feldern. 47. Interferenzfähigkeit des Lichtes einzelner Spektrallinien. 48. Serien. — V. Teil: Anwendungen der Interferenzen zu physikalischen Messungen und in der Metrologie. 49. Bestimmung von Variationen der optischen Dicke sogen. planparalleler Platten. 50. Anwendungen der Interferenzen zu verschiedenen physikalischen Messungen. 51. Anwendungen der Interferenzen in der Astronomie. 52. Interferentialrefraktor von Jamin. 53. Modifikationen von Michelsons Interferometer. 54. Lichtwellen als Längeneinheiten. 55. Michelsons Auswertung des Meters in Lichtwellen. 56. Methode von Benoit zur Bestimmung der Ordnungszahl von Interferenzen. 57. Methode von Perot und Fabry zur Bestimmung der Ordnungszahl von Interferenzen. 58. Einheit der Masse. 59. Methode von Macé de Lépinay zur Messung der Dicke und des Brechungsexponenten planparalleler Platten. 60. Wellenlängennormalen. 61. Interferenzen planparalleler Platten im kontinuierlichen Spektrum. Literaturverzeichnis. Register.

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig

Die Wissenschaft Sammlung naturwissenschaftl. und mathematischer Einzeldarstellungen Heft 18

Kinematik organischer Gelenke

Von Prof. Dr. Otto Fischer in Leipzig. Mit 77 Abbildungen. XII, 261 S. 1907. Geh. M 8.—, geb. M 9.—.

Inhaltsverzeichnis. Einleitung. 1. Teil: Über die Formen der Gelenkflächen und die aus denselben sich ergebenden möglichen Arten der Gelenkbewegungen. A. Gelenke mit ausgedehntem Flächenkontakt. 1. Gelenke mit starren Flächen. 2. Gelenke mit deformierbaren Flächen. B. Gelenke mit geringem Flächenkontakt. 3. Allgemeine Betrachtungen über die Arten der Gelenkbewegungen. 4. Zylindergelenke. 5. Gelenke mit beliebiger Form der Gelenkflächen. 6. Die Winkelgeschwindigkeiten der verschiedenen Komponenten der allgemeinsten Gelenkbewegung. 7. Einfluß der Deformierbarkeit des Gelenkknorpels auf die Bewegung in Gelenken mit geringem Flächenkontakt. 8. Ausfüllung der Gelenkspalten. — 2. Teil: Über die Bewegungsfreiheit. 9. Die Bewegungsfreiheit in einzelnen Gelenken. 10. Die Bewegungsfreiheit in Gelenksystemen. — 3. Teil: Bewegung in speziellen Gelenken. 11. Allgemeines über die Methoden der Untersuchung spezieller Gelenke. 12. Empirische Ableitung spezieller Bewegungen eines ganzen Gelenksystems. 13. Spezielle Beispiele bestimmter zu einem Gelenk gehörender Relativbewegungen. 14. Bewegungsgesetze in speziellen Gelenken von zwei Graden der Freiheit. Lehrbücher, in denen organische Gelenke behandelt werden. Monographien über Gelenke und Gelenkbewegung. Sachregister.

Aus den Besprechungen.

Deutsche Literaturzeitung. „Das ganze Buch ist mit beneidenswerter Präzision und Prägnanz geschrieben, der Aufwand an Geometrie und Algebra ist so bescheiden, daß man erwarten sollte, Mediziner und Zoologen werden sich durcharbeiten können. Jedenfalls wird es für sie die beste Einführung in die Gelenkmechanik sein. Für alle aber, die das Studium der Gelenke als Spezialität betreiben, wird die Fischersche Kinematik ganz unentbehrlich sein."

Leipziger Medizinische Monatsschrift. „...Wenn Fischer, der durch seine Forschungen auf diesem Gebiete längst bekannt ist, auch in bescheidener Weise sagt, daß sein Werk kein Lehrbuch der in den lebenden Körpern vorkommenden speziellen Gelenke sein soll, so müssen wir es doch als ein solches ansehen, denn er hat es verstanden, uns in klarer und übersichtlicher Weise die Verhältnisse, auf die es ankommt, darzulegen. Wir haben die meisten Werke, die sich mit dem Gegenstande der Gelenklehre oder der Statik und Mechanik des menschlichen Knochengerüstes beschäftigen, in der Hand gehabt, müssen aber sagen, daß uns keines eine derartige präzise Auskunft und klare Vorstellung der Verhältnisse gegeben hat wie die Kinematik Fischers..."

Reichs-Medizinal-Anzeiger. „Der Aufgabe der organischen Kinematik, die kinematischen Gesetze besonders den Zoologen, den Medizinern und den gebildeten Laien klar zu machen, hat Verf. sich in dem vorliegenden Buche unterzogen und diese Aufgabe vorzüglich gelöst..."

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig

Die Wissenschaft Sammlung naturwissenschaftl. und mathematischer Einzeldarstellungen Heft 19

Franz Neumann und sein Wirken als Forscher und Lehrer

Von Dr. A. Wangerin, Professor an der Universität Halle a. S. Mit einer Textfigur und einem Bildnis Neumanns in Heliogravüre. X, 185 S. 1907. Geh. M 5.50, geb. M 6.20.

Inhaltsverzeichnis. Erster Teil: Franz Neumanns Leben. — Zweiter Teil: Neumanns wissenschaftliche Arbeiten. 1. Die kristallographisch-mineralogischen Arbeiten. 2. Arbeiten zur Wärmelehre. 3. Arbeiten aus der Optik und Elastizitätstheorie. 4. Arbeiten über induzierte Ströme. 5. Mathematische Arbeiten. 6. Wissenschaftliche Untersuchungen Neumanns, die nicht von ihm selbst veröffentlicht sind. — Dritter Teil: Vorlesungen, Seminar, Laboratorium. 1. Die gedruckten Vorlesungen. 2. Das Seminar. 3. Neumanns Bestrebungen zur Errichtung eines physikalischen Laboratoriums.

Aus den Besprechungen.

Die Physikalische Zeitschrift schreibt: „Die Materie des letzterschienenen Heftes der Sammlung »Die Wissenschaft« bildet die Biographie eines großen Gelehrten, des Königsberger Physikers und Mathematikers Franz Neumann. Nicht mit Flittern äußeren Glanzes umgibt A. Wangerin die markante Persönlichkeit dieses Mannes, für dessen edle Bescheidenheit und herzgewinnende Güte er aber nicht genug Worte finden kann. In schlichten einfachen Worten schildert der Verfasser die harten Entwicklungsjahre mit ihren zahlreichen Entbehrungen, die der Lehrer und Forscher Neumann durchzumachen hatte, um sich dann eingehend mit Neumanns wissenschaftlichen Arbeiten zu befassen. Neumanns erste Arbeiten liegen auf kristallographisch-mineralogischem Gebiet. Später sind es Beiträge zur Wärmelehre, Optik und Elastizitätstheorie. Aus der Elektrizitätslehre bearbeitete er die induzierten Ströme. Seine bedeutendste mathematische Arbeit ist diejenige über Kugelfunktionen. Das Buch enthält ferner Mitteilungen über Arbeiten aus Neumanns Seminar und Laboratorium.

Nicht ohne ein gewisses Mitleid wird man das letzte Kapitel lesen, welches von Neumanns Bestrebungen zur Errichtung eines physikalischen Laboratoriums berichtet..."

Deutsche Literaturzeitung. „... Einer der ältesten überlebenden Schüler Fr. Neumanns, Prof. A. Wangerin in Halle, hat sich der Aufgabe unterzogen, Fr. Neumann als Forscher und Lehrer zu schildern, und nicht nur die anderen Schüler des großen und trefflichen Mannes, zu denen auch der Ref. sich zählt, alle Physiker sind dem Verfasser dafür zu Dank verpflichtet, daß er mit solcher Hingabe und mit solcher Beherrschung des Stoffes seine Aufgabe gelöst hat. Auch bezüglich der Beurteilung der verschiedenen Neumannschen Leistungen kann sich der Ref. in allen wesentlichen Punkten dem Verf. völlig anschließen..."

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig

Die Wissenschaft Sammlung naturwissenschaftl. und mathematischer Einzeldarstellungen Heft 20

Die Zustandsgleichung der Gase
und Flüssigkeiten und die Kontinuitätstheorie

Von **Prof. Dr. J. P. Kuenen** in Leiden. Mit 9 Abbildungen. X, 241 S. 1907. Geh. M 6.50, geb. M 7.10.

Inhaltsverzeichnis. 1. Kapitel. Kondensationserscheinungen und Kontinuitätsprinzip. 2. Kapitel. Kinetische Theorie idealer Gase. 3. Kapitel. Kinetische Theorie unvollkommener Gase: Zustandsgleichung. 4. Kapitel. Erklärung der Verflüssigungserscheinungen nach der Zustandsgleichung; Erweiterung der Kontinuitätstheorie. 5. Kapitel. Anormale Kondensations- und kritische Erscheinungen: A. Nichtkonstanz des Dampfdruckes. B. Kritische Erscheinungen. 6. bis 9. Kapitel. Vergleich der Zustandsgleichung mit der Erfahrung: A. Kritische Gleichungen. B. Homogene Zustände. C. Sättigungsgebiet. D. Thermische Größen. 10. Kapitel. Molekulare Dimensionen. 11. Kapitel. Gesetz der korrespondierenden Zustände. Gleichförmigkeitsprinzip. 12. und 13. Kapitel. Verbesserung der Zustandsgleichung; Anzuwendende Merkmale: A. Theorie der Volumkorrektion. B. Theorie der molekularen Attraktion: Verbesserung der beiden Korrektionsglieder. 14. Kapitel. Mathematische Methoden der Herleitung der Zustandsgleichung.

Aus den Besprechungen.

Physikal.-chemisches Zentralblatt. „Der Verf. hat eine schwierige Aufgabe übernommen, in Form einer Monographie das im Titel bezeichnete Thema zu bearbeiten. Sicher vielen wird das vorliegende Buch willkommen sein.

Die wohlgeordnete Zusammenfassung des Bekannten und die objektive und kritische Behandlungsweise machen es einerseits dem Fachmanne wertvoll, der eine Fülle von Anregungen zur weiteren theoretisch-mathematischen oder experimentellen Ausgestaltung des Problems finden wird. Besonders das bis jetzt zutage geförderte experimentelle Material ist absolut unzulänglich, hier harrt noch ein großes, fruchtbares, aber auch äußerst schwieriges Gebiet der eingehenden experimentellen Bearbeitung.

Anderseits sind einzelne Kapitel allgemeineren Inhalts so einfach und anregend geschrieben, daß diese vereint auch dem Anfänger mit mäßigen Kenntnissen in der höheren Mathematik ein abgerundetes Bild über das Wesen und die Erfolge der Zustandsgleichung und der sich ihr anschließenden Fragen geben können.

Lobend sei noch der sorgfältigen Literaturangaben gedacht und deren zweckmäßigen systematischen Zusammenstellung am Schlusse jedes größeren Kapitels."

Jahrbuch der Chemie. „... Die Darstellung der vorliegenden Monographie ist mustergültig und setzt, was vielen Chemikern besonders erwünscht sein dürfte, kein allzu großes Maß mathematischer und theoretisch-physikalischer Kenntnisse voraus."

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig

Die Wissenschaft Sammlung naturwissenschaftl. und mathematischer Einzeldarstellungen Heft 21

Radioaktive Umwandlungen

Von E. Rutherford, Professor der Physik an der Mc Gill-Universität in Montreal. Übersetzt von M. Levin. Mit 53 Abbildungen. VIII, 285 S. 1907. Geh. M 8.— geb. M 8.60.

Inhaltsverzeichnis. The Silliman Foundation. — Preface. — Vorbemerkung zur deutschen Ausgabe. — Kapitel 1. Historische Einleitung. — Kapitel 2. Die radioaktiven Umwandlungen d. Thoriums. — Kapitel 3. Die Radiumemanation. — Kapitel 4. Die Umwandlungen des aktiven Niederschlages des Radiums. — Kapitel 5. Der langsam sich umwandelnde aktive Niederschlag des Radiums. — Kapitel 6. Ursprung und Lebensdauer des Radiums. — Kapitel 7. Die Umwandlungsprodukte des Uraniums und Aktiniums und der Zusammenhang zwischen den Radioelementen. — Kapitel 8. Die Entstehung von Helium aus Radium und die Umwandlung der Materie. — Kapitel 9. Die Radioaktivität der Erde und der Atmosphäre. — Kapitel 10. Die Eigenschaften der α-Strahlen. — Kapitel 11. Radioaktive Prozesse im Lichte physikalischer Anschauungen.

Aus den Besprechungen.

Zeitschrift für den physikalischen und chemischen Unterricht. „... Im März 1905 hat Rutherford an der Yale University eine Reihe von Vorlesungen gehalten, die hauptsächlich des Verf. eigenstes Arbeitsgebiet, die radioaktiven Umwandlungen, zum Gegenstand hatten. In der vorliegenden Veröffentlichung sind indessen alle bis zum Beginn von 1907 erschienenen Arbeiten berücksichtigt. Dem Buch haftet noch in der Übersetzung etwas von der lebhaften Frische des Vortrages an. Meisterhaft in ihrer klaren Knappheit ist die historische Einleitung, die uns zeigt, wie in ca. 10 Jahren durch das Handinhandarbeiten von Physikern und Chemikern aller Länder unsere Kenntnisse von Materie und Strahlung erweitert und vertieft worden sind. Den kühnsten Schritt tat eben Rutherford in der Aufstellung der Umwandlungshypothese, die alle bisherigen Anschauungen von Elementen und Atomen umstieß, aber eine Fülle von Erscheinungen zusammenfaßte, die vorher nur verwirrten. Die Hypothese reicht noch jetzt aus, um alle seit ihrer Aufstellung gefundenen Tatsachen zu erklären, und dennoch — zum Lobe des Autors sei es besonders hervorgehoben — weiß Rutherford scharf zwischen Beobachtung und Spekulation, zwischen der Tatsache und ihrer vermutlichen Erklärung zu unterscheiden. — Jedes Wort der Empfehlung ist bei diesem Buche überflüssig."

Literarisches Zentralblatt. „... Die Vorträge sind in anregender und so anschaulicher Form niedergeschrieben, daß Physiker und Nichtfachmann, sofern er über einige naturwissenschaftliche Bildung verfügt, Genuß und Gewinn durch die Lektüre haben wird. Für den Fachmann ist das Heft eine Quelle anregender Gedanken und Anschauungen, während der Laie eine gute Einführung in unsere gegenwärtige Kenntnis der Radioaktivität vorfindet, neben welcher die Atomzerfallstheorie, die Elektronentheorie zur Erörterung gelangt und die Bedeutung für unser Wissen von der Luftelektrizität sowie für den Ausbau und die Bestätigung wichtiger physikalischer Grundanschauungen gebührend geltend gemacht wird."

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig

Die Wissenschaft Sammlung naturwissenschaftl. und mathematischer Einzeldarstellungen Heft 22

Kant und die Naturwissenschaft

Von Prof. Dr. Edm. König in Sondershausen.

VI, 232 S. 1907. Geh. M 6.—, geb. M 7.—

Inhaltsverzeichnis. 1. Kapitel. Naturwissenschaft und Naturphilosophie. — 2. Kapitel. Kant und die Naturwissenschaft seiner Zeit. 1. Einfluß der Naturwissenschaft auf Kants Philosophie. 2. Kant als Naturforscher. — 3. Kapitel. Die Leitsätze der kritischen Erkenntnislehre. 1. Die kritische Fassung des Erkenntnisproblems. 2. Anschauung und Denken — Aposteriori und Apriori. 3. Der Raum. 4. Die Denkformen (Kategorien). 5. Grenzen der Erkenntnis — Endergebnisse. — 4. Kapitel. Kants Einwirkung auf die Naturwissenschaft des 19. Jahrhunderts. — 5. Kapitel. Das Problem des Raumes und der Bewegung. 1. Der Anschauungsraum. 2. Der Raum der Geometrie. 3. Der physische Raum. — 6. Kapitel. Erscheinung und Wesen — Erfahrung und Theorie (Kritik des Phänomenalismus). — 7. Kapitel. Das physikalische Problem. 1. Die Grundlagen der mechanischen Naturanschauung. 2. Die Prinzipien der Mechanik. 3. Die Konstitution der Materie. 4. Kinetik und Energetik. — 8. Kapitel. Das biologische und das psychophysische Problem. 1. Gegensatz der mechanistischen und der teleologischen Biologie. 2. Der Zweckbegriff bei Kant. 3. Ist der Zweckbegriff Kategorie? 4. Die Hauptformen der naturwissenschaftlichen Teleologie. 5. Die psychophysische Kausalität. 6. Schluß. Zusätze.

Aus den Besprechungen.

Zeitschrift des Vereins deutscher Ingenieure. „Der Verfasser sucht zu zeigen, daß insbesondere die erkenntnistheoretischen Anschauungen Kants, denen sich die Erkenntnistheorie der neueren Naturwissenschaft in verschiedenen wesentlichen Punkten in bemerkenswerter Weise ganz von selbst genähert hat, mit den Ergebnissen der naturwissenschaftlichen Forschung durchaus vereinbar und geeignet sind, als Grundlage für eine einheitliche Lösung der naturphilosophischen Probleme zu dienen. Das Buch wird allen denen willkommen sein, die sich allgemein über die Hauptströmungen in der heutigen Naturphilosophie unterrichten möchten. Die Ingenieure werden die Kapitel über Raum und Bewegung, über die Grundlagen der mechanischen Naturanschauung, über die Prinzipien der Mechanik und über Kinetik und Energetik besonders interessieren."

Chemiker-Zeitung (am Schluß einer langen Besprechung). „... Im Rahmen einer Besprechung, selbst einer (mit Rücksicht auf die Schwierigkeit des Gegenstandes) schon ungewöhnlich langen, kann natürlich weder auf Einzelheiten eingegangen, noch mit dem Verfasser über deren Auffassung und seinen Gesamtstandpunkt gerechtet werden; doch dürften schon obige Andeutungen genügen, um die Leser dieser Zeitschrift auf die Fülle wichtiger Lehren und Gedanken hinzuweisen, die das Königsche Buch enthält, und die namentlich den Naturforscher anregen sollten, auch seinerseits weiter zu denken und, unbeirrt durch jegliche Autorität, nach fernerer Aufklärung zu streben. »Aufgeklärt sein«, so sagt Kant, »heißt: den Mut haben, sich seines eigenen Verstandes zu bedienen«.

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig

Die Wissenschaft Sammlung naturwissenschaftl. und mathematischer Einzeldarstellungen Heft 23

Synthetisch-organische Chemie der Neuzeit

Von Dr. Julius Schmidt, a. o. Professor an der Königl. Technischen Hochschule in Stuttgart. X, 185 S. 1908. Geh. M 5.50, geb. M 6.20.

Inhaltsverzeichnis. Einleitung. Erläuterung des Begriffes Synthese. Historische Bemerkungen. Über die Behandlungsweise des Stoffes. Kohlensuboxyd Knallsäure. — 1. Kapitel. Bedeutung der Organomagnesiumhaloide für synthetische Zwecke. — 2. Kapitel. Einige synthetische Ergebnisse aus der Zuckergruppe. Asymmetrische Synthese. — 3. Kapitel. Synthetische Reaktionen, welche zu Aldehyden und Ketonen führen. — 4. Kapitel. Dimethylsulfat als Methylierungsmittel. — 5. Kapitel. Synthesen mit Hilfe von Aziden. — 6. Kapitel. Methoden von E. Fischer zur Synthese von Polypeptiden. — 7. Kapitel. Synthesen durch Aufspaltung und Umwandlungen syklischer Basen. — 8. Kapitel. Synthesen auf dem Gebiete der Alkaloidchemie, der künstlichen Arzneimittel und in der Puringruppe. — 9. Kapitel. Synthesen von Farbstoffen und mehrkernigen aromatischen Verbindungen. — 10. Kapitel. Synthesen von Riechstoffen, von hydroaromatischen und diesen nahestehenden Verbindungen. — 11. Kapitel. Synthesen verschiedener organischer Verbindungen auf elektrochemischem Wege. — Namenregister. — Sachregister.

Aus den Besprechungen.

Literarisches Zentralblatt. „Das 23. Heft der »Wissenschaft« bildet eine höchst willkommene Ergänzung unserer Lehrbücher der organischen Chemie in mehrfacher Hinsicht. Enthält es doch neben den kurz angedeuteten üblichen Synthesen in ausführlicher Besprechung neuere Verfahren, welche in den Lehrbüchern nicht oder höchstens ganz oberflächlich gestreift werden, so namentlich die vielseitige Anwendung der Organomagnesiumhaloide, stets unter eingehender Würdigung des wirtschaftlichen Wertes der betreffenden Methode. Da die Darstellungsverfahren der Duftstoffe, Farbstoffe und Heilmittel ebenfalls in den Rahmen der Besprechung fallen und das Buch bei aller wissenschaftlichen Strenge doch leicht faßlich geschrieben ist, so kann es unbedenklich nicht nur dem Fachmann, sondern auch weiteren Kreisen (Pharmazeuten, Physiologen, Ärzten usw.) nachdrücklich empfohlen werden."

Zentralblatt für Pharmazie und Chemie. „Die synthetisch-organische Chemie hat in der Neuzeit, d. h. in den letzten 10 bis 15 Jahren Errungenschaften aufzuweisen von so allgemeinem Interesse, wie sie sich nie hatten voraussehen lassen. Die vorliegende Schrift soll ein Bild derselben entwerfen. In ihr sind die außerordentlich zahlreichen Ergebnisse je nach ihrer größeren oder geringeren Bedeutung mehr oder weniger ausführlich behandelt worden. Dabei hat der Verfasser mit Rücksicht auf den größeren Leserkreis, für den das Buch bestimmt ist, für eine leicht faßliche, aber doch streng wissenschaftliche Form des meist aus den Quellen geschöpften Materials Sorge getragen und auch die Wichtigkeit einschlägiger Entdeckungen in wirtschaftlicher Hinsicht entsprechend gewürdigt.

Gerade das vorliegende Thema mit seinen mannigfachen Beziehungen zum praktischen Leben dürfte verhältnismäßig leichter als manch anderes abstrakteres Gebiet der Naturwissenschaften das Interesse eines weiteren Kreises fesseln..."

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig

Die Wissenschaft Sammlung naturwissenschaftl. und mathematischer Einzeldarstellungen Heft 24

Die chemische Affinität und ihre Messung

Von Dr. Otto Sackur, Privatdozent an der Universität Breslau. Mit 5 Abbildungen. VIII, 130 S. 1908. Geh. M 4.—, geb. M 4.80.

Inhaltsverzeichnis. 1. Kapitel. Die historische Entwickelung des Affinitätsbegriffes. Ältere Anschauungen über die chemische Verwandtschaftskraft. Die Abhängigkeit der Affinität von der Menge der sich umsetzenden Stoffe. Die Avidität der Säuren und Basen. Quantitative Messung der Affinität in mechanischem Maße. Definition der Affinität als maximale Arbeit nach van 't Hoff. — 2. Kapitel. Der Begriff der maximalen Arbeit und der zweite Hauptsatz der Thermodynamik. Das Thomson-Berthelotsche Prinzip. Der erste Hauptsatz. Der zweite Hauptsatz. Die maximale Leistung einer Arbeitsmaschine. Der Carnotsche Kreisprozeß. Die Arbeitsleistung chemischer Vorgänge. Die Helmholtzsche Gleichung. — 3. Kapitel. Die Berechnung der Affinität aus dem Betrage der Umsetzung. I. Reaktionen im homogenen System. a) Zwischen Gasen: Thermodynamische Ableitung des Massenwirkungsgesetzes; Experimentelle Bestimmung von Gasgleichgewichten (Statische Methoden. Dynamische Methoden). b) Reaktionen in Lösungen: Die Avidität von Säuren und Basen. II. Reaktionen im heterogenen System. a) Zwischen festen Stoffen und Gasen: Experimentelle Methoden zur Bestimmung d. Dissoziationsspannung; Berechnung der Affinität der Metalle zum Sauerstoff und den Halogenen. b) Reaktionen zwischen festen Stoffen und Lösungen. c) Affinität zwischen festen Stoffen. — 4. Kapitel. Elektrische Methode der Affinitätsmessung. Die maximale Arbeit eines galvanischen Elementes. Ketten vom Typus des Daniellelementes. Konzentrationsketten. Affinität der Komplexbildung. Das absolute Potential. Gasketten. Oxydations- und Reduktionsketten. — 5. Kapitel. Affinität und Temperatur. Die Gleichung der Reaktionsisochore. Berechnung der Affinität aus der Wärmetönung. Die Affinität in der Nähe des Umwandlungspunktes. Änderung der Wärmetönung mit der Temperatur. Die Nernstsche Theorie zur Berechnung von Gleichgewichten aus thermischen Größen. 6. Kapitel. Ergebnisse der Affinitätsmessung. Reaktionen zwischen Verbindungen. Reaktionen zwischen den Elementen. — Schlußbetrachtung.

Aus den Besprechungen.

Chemiker-Zeitung. „Die Aufgabe, die sich der Verfasser in der vorliegenden Monographie gestellt hat, den großen Fortschritt, den die Chemie der thermodynamischen Betrachtungsweise verdankt, anschaulich darzustellen, hat er in sachgemäßer Weise und Form gelöst. Das Buch übermittelt trotz seiner kurzen Fassung die wesentlichsten Errungenschaften der chemisch verwerteten Thermodynamik prägnant und zuverlässig, so daß es dem engeren und weiteren Kreise der Fachgenossen Belehrung und Anregung gibt. ... Das Buch ist jedem zu empfehlen, der eine nicht an der Oberfläche haftende Kenntnis des Gegenstandes in großen Zügen sich aneignen will, zumal dem Studierenden als Ergänzung und Unterstützung bei thermodynamischen Vorlesungen."

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig

Die Wissenschaft Sammlung naturwissenschaftl. und mathematischer Einzeldarstellungen Heft 25

Die Korpuskulartheorie der Materie

Von Dr. J. J. Thomson, Mitgl. der Royal Society, Professor der Experimentalphysik an der Universität in Cambridge und Professor der Physik an der Royal Institution in London. Autoris. Übersetzung von G. Siebert. Mit 29 Abbildungen. VIII, 166 S. 1908. Geh. M 5.—, geb. M 5.80.

Inhaltsverzeichnis. 1. Kapitel. Einleitung. Korpuskeln in Vakuumröhren. 2. Kapitel. Der Ursprung der Masse der Korpuskel. 3. Kapitel. Eigenschaften einer Korpuskel. 4. Kapitel. Korpuskulartheorie der Leitung in Metallen. 5. Kapitel. Die zweite Theorie der elektrischen Leitung. 6. Kapitel. Die Anordnung der Korpuskeln im Atom. 7. Kapitel. Über die Anzahl der Korpuskeln im Atom. — Register.

Aus den Besprechungen.

Naturwissenschaftliche Wochenschrift. „In dem vorliegenden Werke legt der Verfasser, der den Physikern als einer der geistreichsten Forscher auf dem Gebiete der Elektronik wohl bekannt ist, seine Anschauungen über den Aufbau der Materie in ziemlich populärer Form dar. Das Buch ist also als eine Fortsetzung und Erweiterung der im Jahre 1904 ebenfalls deutsch in der Sammlung »Die Wissenschaft (Heft 3)« erschienenen Vorträge »Elektrizität und Materie« anzusehen.

In der neuen Schrift werden zunächst die grundlegenden Tatsachen der Elektronentheorie besprochen. Daran schließt sich ein Kapitel, in dem die Frage nach dem Ursprung der Masse der Elektronen mit dem Ergebnis diskutiert wird, daß die Masse der Elektronen nur scheinbar materiell, in Wahrheit aber elektromagnetischer Natur sei. Eingehend wird die Korpuskulartheorie der Wärme- und der Elektrizitätsleitung in Metallen behandelt und gezeigt, daß von den beiden konkurrierenden Theorien die eine, nach der die die Leitung der Wärme und Elektrizität besorgenden Elektronen insofern dauernd im Metall frei sind, als sie mit den Atomen ihrer Umgebung, von denen sie sich durch Dissoziation getrennt haben, in einer Art von Temperaturgleichgewicht stehen, zu einem Widerspruch mit der Erfahrung führt, indem der Wert für die spezifische Wärme der Metalle, wenn sie richtig wäre, viel größer (bei Silber zehnmal so groß) sein müßte, als er tatsächlich ist. Die andere Theorie, welche voraussetzt, daß die Elektronen nicht dauernd, sondern nur während der kurzen Zeit frei sind, die sie zur Zurücklegung des Weges von einem Atom zum Nachbaratom brauchen, vermeidet diese Schwierigkeit, und ihr ist, da sie alle anderen Beobachtungen ebensogut wie die erste Theorie erklärt, der Vorrang zu geben. Zwei Kapitel über den Aufbau der chemischen Atome aus positiver Elektrizität und negativen Elektronen und deren Anordnung im Atom beschließen das Buch...

Die Lektüre der »Korpuskulartheorie der Materie« ist nicht leicht, aber sie bietet dem, der die Mühe der Durcharbeitung nicht scheut, einen großen Genuß."

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig

Die Wissenschaft Sammlung naturwissenschaftl. und mathematischer Einzeldarstellungen Heft 26

Die Bindung des atmosphärischen Stickstoffs in Natur und Technik

Von Dr. P. Vageler in Königsberg i. Pr. Mit 16 Abbildungen im Text und auf 5 Tafeln. VIII, 132 S. 1908. Geh. M 4.50, geb. M 5.20.

Inhaltsverzeichnis. I. Einleitung. — II. Die Hauptquellen des gebundenen Stickstoffs. — III. Bindung von Stickstoff ohne Mitwirkung von Organismen. — IV. Die Bindung von atmosphärischem Stickstoff durch frei lebende Bakterien. 1. Grundlagen und Vorarbeiten. 2. Clostridium pasteurianum Win. und Verwandte. 3. Die Azotobaktergruppe und sonstige stickstoffsammelnde Bakterien. 4. Stickstoffbindung auf künstlichen Nährböden. — V. Die Stickstoffbindung durch frei lebende Bakterien im Boden. — VI. Stickstoffbindung durch sonstige frei lebende Organismen. — VII. Stickstoffbindung durch Bakterien und sonstige Mikroorganismen im Verein (Symbiose) mit grünen Pflanzen. 1. Grundlagen und Vorarbeiten. 2. Die Züchtung der Knöllchenerreger auf künstlichem Nährboden. 3. Knöllchenbakterien und Wirtspflanzen. — VIII. Die Bodenimpfung mit Knöllchenbakterien. — IX. Leguminosen als Stickstoffsammler in der Praxis. — X. Die Bindung des atmosphärischen Stickstoffs in der Technik. 1. Die Gewinnung des Luftstickstoffs mit Hilfe der Elektrizität. 2. Kalkstickstoff und Stickstoffkalk. — Schlußbetrachtung. — Register.

Aus den Besprechungen.

Monatsblätter des wissenschaftlichen Clubs in Wien. „Drohende Erschöpfung der Salpeterfundstätten, zunehmende Verwendung stickstoffhaltiger Düngmittel in der Landwirtschaft, anwachsender Bedarf von Salpetersäure in der chemischen Industrie machen es zu einem der wichtigsten Probleme der Hand in Hand arbeitenden technischen und Naturwissenschaften, sich in der Herstellung stickstoffhaltender und stickstoffabgebender Substanzen von dem gebundenen Stickstoff unabhängig und das unendliche Stickstoffreservoir der atmosphärischen Luft der Menschheit nutzbar zu machen.

Soviel man weiß, wird Stickstoff in der Natur von gewissen Pflanzen assimiliert unter Vermittlung lebender Organismen, lösliche Stickstoffverbindungen bilden sich in geringer Menge in der Luft, aber die fortgeschrittene Technik unserer Zeit hat ein Verfahren gefunden, den fast reaktionsunfähigen trägen Stickstoff der Luft durch Überleiten über erhitzte Karbide technisch zu verwerten und als jüngstes Glied in der Kette epochaler Erfolge der Elektrochemie den Stickstoff der Luft durch Durchleiten im elektrischen Flammenbogen zu oxydieren und sodann in lösliche Salze überzuführen.

Das hübsch illustrierte Büchlein, das das 26. Heft der im Viewegschen Verlage erscheinenden Sammlung »Die Wissenschaft« bildet, legt das Hauptgewicht der Darstellung auf die Assimilation des Stickstoffes durch lebende Organismen, welcher Abteil ungefähr die Hälfte der Seitenzahl umfaßt. Die Darstellung ist klar, ungemein populär und gleichzeitig wissenschaftlich, für die Interessenten der Frage, als da sind: Chemiker, Techniker, Landwirte, Volkswirtschaftler und Biologen ist es bestens zu empfehlen."

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig

Die Wissenschaft Sammlung naturwissenschaftl. und mathematischer Einzeldarstellungen Heft 27

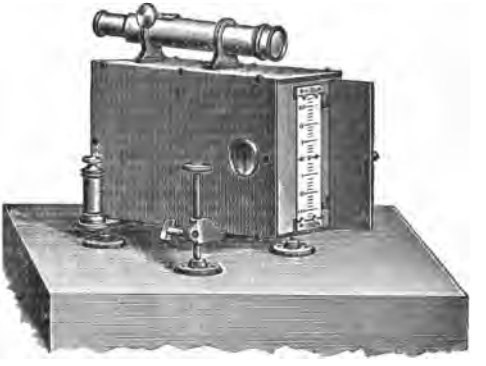
Die Schwerebestimmung an der Erdoberfläche

Von Prof. Dr. Joh. Bapt. Messerschmitt,
Konservator des Erdmagnetischen Observatoriums und der Erdbebenhauptstation in München. Mit 25 Abbildungen. VIII, 158 S. 1908. Geh. M 5.—, geb. M 5.80.

Inhaltsverzeichnis. I. Allgemeine Begriffe. 1. Richtung der Schwere. 2. Schwerpunkt. 3. Maß der Schwerkraft. — II. Der freie Fall. 1. Gesetze. 2. Die Schwere wirkt auf alle Körper gleich. 3. Fallmaschinen. — III. Allgemeine Schwere oder Gravitation. — IV. Das Pendel. 1. Mathematisches Pendel. 2. Physisches Pendel. 3. Spezielle Fälle. — V. Bestimmung der Intensität der Schwere durch Pendelmessungen. — VI. Absolute Messungen der Schwerkraft. 1. Fadenpendel. 2. Reversionspendel. — VII. Relative Schwerebestimmung. 1. Sternecksche Pendel. 2. Apparat von Defforges. 3. Andere Apparate. — VIII. Reduktion auf Meereshöhe. — IX. Die normale Schwerkraft in Meereshöhe. — X. Verteilung der Schwere auf der Erde, Konstitution der Erdrinde. — XI. Räumliche und zeitliche Veränderung der Schwerkraft, Krümmungsverhältnisse der Niveauflächen. — XII. Einfluß der Schwerkraft auf die geometrischen Höhenmessungen. — Literatur. — Register.

Aus den Besprechungen.

Zeitschrift der Gesellschaft für Erdkunde. „Trotz der großen Bedeutung, welche die Schwerebestimmungen an der Erdoberfläche besonders in den drei letzten Jahrzehnten infolge der Vervollkommnung der Beobachtungs-Hilfsmittel und -Methoden gewonnen haben, ist doch die Theorie und Praxis der Messungen in weiten Kreisen so gut wie unbekannt geblieben. Hieran war zum Teil wohl Schuld, daß sich, so weit dem Referenten bekannt ist, in der vorhandenen Literatur kein geeignetes Buch für eine eingehendere, dabei aber keine größeren Ansprüche an die mathematische Vorbildung des Lesers stellende Einführung in das Gebiet der Schweremessungen findet. Diesem Mangel hilft das vorliegende Buch in glücklicher Weise ab..."



Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig

Die Wissenschaft Sammlung naturwissenschaftl. und mathematischer Einzeldarstellungen Heft 28

Die Kraftfelder

Von **V. Bjerknes**, Professor der Mechanik und der mathematischen Physik an der Universität Christiania. Mit 29 Abbildungen. XVI, 174 S. 1909. Geh. M 7.—, geb. M 7.80.

Inhaltsverzeichnis: Einleitung. 1. Kapitel. Kinetischer Auftrieb. 2. Kapitel. Die Kraft gegen einen pulsierenden Körper. 3. Kapitel. Felder und Fernwirkungen pulsierender Körper. 4. Kapitel. Flüssigkeitsbewegungen, erzeugt durch die Impulse äußerer Kräfte. 5. Kapitel. Felder und scheinbare Fernwirkungen oszillierender Körper. 6. Kapitel. Grenzflächenbedingungen an Heterogenitätsstellen. 7. Kapitel. Heterogenes flüssiges System mit undurchdringlichen Körpern. 8. Kapitel. Umriß der Theorie der Vektorfelder. 9. Kapitel. Über schwingende Bewegungen. 10. Kapitel. Die Grundgleichungen des hydrodynamischen Feldes mit undurchdringlichen Körpern. 11. Kapitel. Hydrodynamische Kraftfelder mit durchströmten Körpern. 12. Kapitel. Kraftfelder in flüssigen Medien mit gyrostatischen Eigenschaften.

Aus den Besprechungen.

Annalen der Elektrotechnik. „Seit der Zeit Newtons pflegten die Physiker ihren Erklärungen der physikalischen Erscheinungen durchgehends die Vorstellung von Fernwirkungen zugrunde zu legen. Erst Faraday stellte dieser Auffassung die Idee des Kraftfeldes gegenüber. Nach ihm legte Maxwell in seinen berühmten Gleichungen die formalen Beziehungen des elektromagnetischen Kraftfeldes zu Raum und Zeit fest. Diese Theorie Maxwells erhielt durch die klassischen Versuche von H. Hertz eine glänzende Bestätigung, die den Erfolg hatte, daß von jetzt ab die Vorstellung von Kraftfeldern die Fernwirkungshypothese vollständig verdrängte. Was uns die Maxwellsche Theorie in endgültiger Form gegeben hat, ist aber nur die formale Beziehung der elektrischen und magnetischen Vektorgrößen zu Raum und Zeit. Über die innere Natur der Kraftfelder weiß man auch durch sie nichts Näheres. Das hier vorliegende Buch enthält in übersichtlicher Zusammenstellung die Resultate einer langen Reihe von Forschungen, welche unternommen sind mit dem Ziele, womöglich Licht auf diese dunkle Frage zu werfen. Unmittelbarer Gegenstand der Untersuchung sind nicht die elektromagnetischen Kraftfelder selbst, sondern ihnen analoge Felder, die in bewegten Flüssigkeiten und in Medien mit gewissen Elastizitätseigenschaften auftreten. Für das Studium dieser Felder hat der Verfasser neue Methoden geschaffen, welche eine einfache Ableitung der früher schwer zugänglichen Resultate gestatten. In sehr einfacher Weise entwickelt er die Theorie zweier Klassen von hydrodynamischen Felderscheinungen, der C. A. Bjerknesschen, wo schwingende, und der Euler-Kelvinschen, wo stationäre Bewegung der Flüssigkeit zugrunde liegt. Die bekannte, in beiden Fällen auftretende Analogie mit elektrostatischen oder magnetischen Feldern wird eingehend dargelegt, und die zur Verifikation der Resultate dienenden Versuche werden beschrieben. Als unmittelbare Fortsetzung dieser hydrodynamischen Untersuchung entwickelt der Verfasser die Theorie ähnlicher Kraftfelderscheinungen in Medien mit Elastizität der eigentümlichen gyrostatischen Art, welche Mac Cullagh zur Erklärung optischer, und Lord Kelvin zur Veranschaulichung elektrodynamischer Erscheinungen einführten und die nach ihnen viele Forscher benutzt haben, um mechanische Bilder der allgemeinsten elektromagnetischen Felderscheinungen zu konstruieren."

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig

Die Wissenschaft Sammlung naturwissenschaftl. und mathematischer Einzeldarstellungen Heft 29

Physiologie der Stimme und Sprache

Von Prof. Dr. Hermann Gutzmann in Berlin.
Mit 92 zum Teil farbigen Abbildungen im Text und auf 2 Tafeln. X, 208 S. 1909. Geh. M 8.— geb. M 9.—

Inhaltsverzeichnis. I. Physiologie der Atmung und Stimme. A. Anatomische Vorbemerkungen. 1. Atmung. 2. Stimme. B. Die Atembewegungen beim Sprechen. 1. Registrierung der Atembewegungen. 2. Typus der normalen Sprechatmung. Registrierung des Atemvolumens beim Sprechen. C. Die Stimme. 1. Bildung der Stimme. 2. Tonhöhe und Tonstärke. 3. Register. 4. Genauigkeit der Stimme. 5. Stimmeinsätze. 6. Stimmlage und Stimmumfang. 7. Flüsterstimme u. Bauchrednerstimme. — II. Physiologie der Sprachlaute. A. Anatomische Vorbemerkungen. Der Aufbau des Ansatzrohres. B. Die Physiologie des Ansatzrohres: 1. Klanganalyse der Sprachlaute: a) Analyse der menschlichen Stimme durch einfaches Hören. b) Graphische Analyse der Klänge. c) Klangkurven. d) Analyse der Klangkurven. e) Resultate der Klanganalyse. f) Theorie der Vokale. g) Synthese der Vokale. h) Analyse der Konsonanten. 2. Formen und Bewegungen des Ansatzrohres: a) Analyse der Sprachbewegungen durch Beobachten. b) Analyse der Sprachbewegungen durch registrierende Instrumente: Akustische Registrierung; Optische Registrierung; Direkte Meßmethoden. c) Anwendung der Registrierung auf die einzelnen Bewegungen: Luftbewegung der Artikulation; Kehlkopfbewegungen; Unterkieferbewegungen; Zunge und Mundboden; Gaumensegel; Lippen. d) Apparate für die Gesamtaufnahme der Artikulationsorgane. e) Färbemethoden. 3. Die Sprachlaute: a) Vokale und Konsonanten. b) Die Vokale. c) Die Konsonanten: Verschlußlaute, Media und Tenuis; Reibelaute; *L*-Laute; *R*-Laute; Resonanten; Laute des vierten Artikulationssystems; Kehlkopflaute; Schnalzlaute (Clixe). d) Die Sprachlaute in der Verbindung: Doppelvokale und Doppelkonsonanten; Silbe, Wort, Satz. 4. Die Akzente der Sprache. 5. Die phonetische Schrift. — Literaturverzeichnis.

Aus den Besprechungen.

Berliner klinische Wochenschrift. „Wie sehr Verfasser den Gegenstand beherrscht, geht aus der Klarheit seiner Darstellungen hervor; die Schilderung der an sich oft recht schwierigen Forschungsmethoden und die Deutung der Resultate läßt dem Leser manches einfach und verständlich erscheinen, was in Wirklichkeit nur durch mühsame Arbeit klargelegt werden konnte. Das Literaturverzeichnis enthält 263 Nummern. Das Buch ist unentbehrlich für den Spracharzt, den Laryngologen und für den Physiologen, ferner für den Taubstummenlehrer, für den Gesangspädagogen und den Lehrer der Rhetorik; aber auch für die Philologen, Linguisten und Phonetiker enthält es viel Wissenswertes. Vielleicht bekehrt es auch den einen oder anderen jener rückständigen Philologen, welche die experimentelle Phonetik noch nicht als Wissenschaftszweig anerkennen wollen. Für jeden Arzt aber wird die Lektüre des Buches, dem wir ein glänzendes Prognostikon stellen, belehrend und genußreich sein."

Medizinische Klinik. „... Durch seine eingehende, durch zahlreiche eigene Spezialforschungen begründete Orientierung auf diesem Wissensgebiet ist in der Tat Gutzmann in hervorragender Weise berufen und befähigt, die Kernpunkte zu erkennen und herauszuheben und eine wirklich gute Darstellung dieser für den Arzt und den Psychologen, Physiologen und den Physiker gleich wichtigen Materie zu geben. Das Buch kann der Beachtung derjenigen, welche in diesem und den angrenzenden wissenschaftlichen Gebieten arbeiten, nur warm empfohlen werden."

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig

Die Wissenschaft Sammlung naturwissenschaftl. und mathematischer Einzeldarstellungen Heft 30

Die atmosphärische Elektrizität

Methoden und Ergebnisse der modernen luftelektrischen Forschung

Von H. Mache, a. o. Prof. a. d. Techn. Hochschule in Wien, und E. v. Schweidler, a. o. Prof. a. d. Universität in Wien.

Mit 20 Abbildungen. XI, 247 S. 1909. Geh. M 6.—, geb. M 6.80.

Inhaltsverzeichnis. 1. Kapitel. Das elektrische Feld der Atmosphäre. Allgemeine Eigenschaften des Feldes. Instrumentarium zur Messung des Potentialgefälles. Methode der Messung des Potentialgefälles am Erdboden. Reduktion auf die Ebene. Methode der Messung des Potentialgefälles im Ballon. Beobachtungsresultate. — 2. Kapitel. Die Elektrizitätsleitung der Atmosphäre. Coulombs Zerstreuungsgesetz. Der Elster-Geitelsche Zerstreuungsapparat. Grundzüge der Ionentheorie. Anwendung der Ionentheorie auf die Apparate zur Bestimmung der Leitung der freien Atmosphäre: 1. Der Elster-Geitelsche Zerstreuungsapparat mit Schutzzylinder. 2. Der Elster-Geitelsche Zerstreuungsapparat ohne Schutzzylinder. 3. Scherings Zerstreuungsapparat. 4. Gerdiens Aspirator. Beobachtungsresultate: a) Zerstreuungsbeobachtungen mit Schutzzylinder; b) Zerstreuungsmessungen mit freistehendem Zerstreuungskörper; c) Absolute Messungen des Leitvermögens. — 3. Kapitel. Die Ionen der Atmosphäre. Ionenzahl, Eberts Aspirator. Ionenbeweglichkeit. Wiedervereinigung der Ionen (Mollisierung). Adsorption und Diffusion der Ionen. — 4. Kapitel. Die Ionisatoren und Elektrisatoren der Atmosphäre. A. Elektrisierung und Ionisierung beim Zerspritzen von Wasser in Luft. B. Elektrisierung durch die Emission von Elektronen von belichteten Oberflächenteilen der Erde. Lichtelektrische Aktinometrie. C. Ionisierung durch ultraviolettes Licht. D. Ionisierung durch Becquerelstrahlung: a) Die radioaktiven Substanzen; b) Das Vorkommen radioaktiver Substanzen auf der Erde und in der Atmosphäre: I. Allgemeine Verbreitung radioaktiver Substanzen im Erdboden; Radioaktivität von Gesteins- und Erdarten; Radioaktivität der Bodenluft; Radioaktivität der Quellen. II. Vorkommen radioaktiver Emanationen und deren Zerfallsprodukte in der Atmosphäre. III. Die Bedeutung der radioaktiven Substanzen für die Ionisation der Atmosphäre. — 5. Kapitel. Elektrische Strömungen in der Atmosphäre. A. Der normale vertikale Leitungsstrom. B. Der durch die Zerfallsprodukte des Radiums und Thoriums getragene Strom. C. Konvektionsströme durch Luftbewegung. D. Konvektionsströme durch Niederschläge; Wilsons Kondensationstheorie E. Summation der elektrischen Vertikalströme in der Atmosphäre. — 6. Kapitel. Leuchtende Entladungen in der Atmosphäre. A. Elektrische Gasentladungen im allgemeinen. B. Leuchtende Entladungen bei Gewittern: I. Die Entladungsformen bei Gewittern. II. Ionentheoretische Einordnung der natürlichen Entladungen. III. Die meteorologischen Bedingungen des Entstehens leuchtender Entladungen. C. Das Polarlicht. — 7. Kapitel. Theorien der atmosphärischen Elektrizität. — Literaturnachweis.

Aus den Besprechungen.

Elektrotechnische Zeitschrift. „In knapper, aber sehr klarer Form wird in diesem Buche geschildert, welcher Methoden sich die jetzige luftelektrische Forschung bedient, um die elektrischen Vorgänge in der Atmosphäre zu untersuchen, welche Ergebnisse allgemeinen Charakters dabei gewonnen wurden und welche Voraussetzungen theoretischer Natur sich als heuristisch wertvoll erwiesen haben..."

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig

Die Wissenschaft Sammlung naturwissenschaftl. und mathematischer Einzeldarstellungen Heft 31

Das Klimaproblem der geologischen Vergangenheit u. histor. Gegenwart

Von Dr. Wilh. R. Eckardt, Assistent am meteorolog. Observatorium und der öffentl. Wetterdienststelle Aachen.

Mit 18 Abbildungen und 4 Karten. XI, 183 S. 1909.
Geh. M 6.50, geb. M 7.10.

Inhaltsverzeichnis. Das Klimaproblem der geologischen Vergangenheit und historischen Gegenwart. Einleitung: Zweck und Bedeutung des Gegenstandes. Das Verhältnis der Geographie zu den Naturwissenschaften, insbesondere zur Geologie. Die Bedeutung der Ergebnisse der geologischen Forschung für die Geographie. Die Klimatologie. — Die Bodenbildung unter dem Einflusse des Klimas: Die mechanische Zerstörung des festen Gesteins. Die chemische Zersetzung desselben. — Das Klima der geologischen Vergangenheit. — Das Klima im Paläozoikum. — Die präkarbonen Perioden. — Das Karbon. — Die permokarbone Eiszeit und die Glossopterisflora. — Das Klima im Mesozoikum, besonders in der Jura- und Kreideperiode. — Das Klima in der Tertiärzeit. — Die diluviale Eis- oder Schneezeit. — Die Änderungen des Klimas in historischer Zeit, insbesondere das Austrocknungsproblem. — Der Einfluß des Waldes, bzw. einer Vegetationsdecke auf das Klima und den Wasserabfluß: a) Der Einfluß des Waldes auf die Temperaturverhältnisse. b) Der Einfluß des Waldes auf die Niederschläge. — Die Klimaschwankungen; Klima und Wirtschaft. — Die allgemeine Konstanz des heutigen Klimas. — Wichtige Aufgaben der Meteorologie und Klimatologie. — Literaturangaben.

Aus den Besprechungen.

Globus. „Der Verfasser hat sich die Aufgabe gestellt, die Klimate der geologischen Vergangenheit nicht, wie es nach seiner Ansicht seither fast nur geschehen, von rein geologischem Standpunkt, sondern von der allgemein naturwissenschaftlichen Seite zur Darstellung zu bringen. Er kommt dabei zu dem Schluß, daß die gesamten klimatischen Änderungen der geologischen Vorzeit, die in großen Zügen dargestellt werden, sich aus rein meteorologischen Verhältnissen erklären lassen, die ihrerseits wieder als Folgen von Polverschiebungen infolge geologischer Veränderungen auf der Erde aufgefaßt werden. Eine periodische Wiederkehr von Kältewellen im Permokarbon, Diluvium usw. sowie eine gleichmäßige Temperierung in früher Zeit und erst spätere Differenzierung der Klimate wird abgelehnt und dagegen behauptet, daß schon von früher Zeit her Zonen auf der Erde bestanden, wenn ihre Unterschiede vielleicht auch zeitweise nicht so ausgeprägt waren wie heute. Der Abschnitt über die Änderungen des Klimas in historischer Zeit behandelt vor allem den Einfluß des Waldes auf das Klima bzw. den Zusammenhang dieser beiden. Eine Klimaänderung seit historischen Zeiten ist nach Eckardt nicht nachweisbar. Der Schlußabschnitt weist kurz auf die außerordentliche Wichtigkeit der Erforschung der klimatologischen Bedingungen des Pflanzenwuchses sowie sonstiger klimatologischer Beobachtungen hin. ."

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig

Die Wissenschaft Sammlung naturwissenschaftl. und mathematischer Einzeldarstellungen Heft 32

Lichtbiologie. Die experimentellen Grundlagen der modernen Lichtbehandlung

Zusammengestellt von **Dr. med. Albert Jesionek,**
Professor an der Universität Gießen. *VIII, 177 S. 1910. Geh. M 4.—, geb. M 4.80.*

Inhaltsverzeichnis. Einleitung. Allgemeine Bemerkungen über das Licht. — Die Einwirkung des Lichtes auf die Pflanzenwelt. Die Einwirkungen des Lichtes auf die Bakterien. — Die Reizwirkung des Lichtes auf Bakterien und andere Mikroorganismen. — Die photodynamische Erscheinung. — Einwirkungen des Lichtes auf höhere Tiere. — Einwirkung des Lichtes auf die Haut des Menschen: Sonnenbrand und Gletscherbrand. Erfahrungen der Polarfahrer. Hautentzündung durch elektrisches Licht. Experimentelle Untersuchungen von Widmarck, Hammer, Finsen. Physiologisches Verhalten der Haut. Hautröte. Hautpigment. Hornfarbe und Epidermistrübung. Haare. Tiefenwirkung. Penetrationsfähigkeit der einzelnen Strahlen. Penetrationsfähigkeit der ultravioletten Strahlen. Kleidung. Hitzschlag. — Die histologischen Veränderungen im belichteten Hautgewebe. — Das Licht als Ursache von Hautkrankheiten: Lichtentzündung. Schutzmaßnahmen. Hydroa aestivalis. Xeroderma pigmentosum. Sommersprossen, Warzen. Pellagra. Blattern. Rotlichtbehandlung. Lichtbehandlung nach Finsen. — Einwirkungen des Lichtes auf das Blut und auf den Stoffwechsel: Lichtregulierung. Quinckes und Behrings Experimente. Lumineszenz des Blutes. — Einwirkungen des Lichtes auf das Nervensystem: Experimente mit farbigem Licht. „Sinnlich-sittliche Wirkung" der Farben nach Goethe.

Aus dem Vorworte.

„... In diesem Werkchen beabsichtige ich nun keineswegs vom ärztlichen Standpunkte aus die verschiedenen Arten und Methoden der Lichtbehandlung in allen ihren Einzelheiten zu schildern und meine subjektiven Ansichten über den Wert und Unwert der verschiedenen lichttherapeutischen Bestrebungen ausführlich zu erörtern. Der Zweck meiner Ausführungen ist der, irrtümlichen Vorstellungen entgegen zu treten und denjenigen, die sich für diese Fragen interessieren, zu zeigen, daß sich die medizinische Forschung mit den Wirkungen des Lichtes auf die belebte Natur aufs eifrigste beschäftigt und bestrebt ist, aus dem Studium des Lichtes und seiner Eigenschaften für den kranken und für den gesunden Menschen möglichst viel Vorteil zu ziehen. Dabei habe ich es mir angelegen sein lassen, aus der reichhaltigen Fülle der Literatur nur diejenigen Arbeiten zusammenzustellen, welche in die Beziehungen des Lichtes zum Leben uns einen sicheren Einblick gewähren und hinsichtlich der praktischen Verwertung des Lichtes zu grundlegenden Ergebnissen geführt haben. Auch mag diese Darstellung dazu dienen, den Leser über die weitausgebreiteten Bahnen und oft verschlungenen Pfade zu unterrichten, auf welchen sich die lichtbiologische Forschung bewegt. Nicht die verschiedenen Arten der Lichtbehandlung selbst, sondern vielmehr ihre Grundlagen, die in den verschiedenen Gebieten naturwissenschaftlicher Erkenntnis wurzeln, bilden den Gegenstand unserer Betrachtungen."

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig

Die Wissenschaft Sammlung naturwissenschaftl. und mathematischer Einzeldarstellungen Heft 33

Die physikalisch-chemischen Eigenschaften der Legierungen

Von Bernhard Dessau, a. o. Professor der Physik an der Universität Perugia. Mit 82 Abbildungen im Text und auf 3 Tafeln. VIII, 208 S. 1910. Geh. M 7.—, geb. M 8.—.

Inhaltsverzeichnis. I. Einleitung. — II. Allgemeines über Zweistoffsysteme. § 1. Heterogene Gleichgewichte. § 2. Gegenseitige Löslichkeit zweier Stoffe. § 3. Erkaltungs- und Erwärmungskurven. Schmelzdiagramme eines Zweistoffsystems ohne chemische Verbindungen und polymorphe Umwandlungen, mit vollständiger Mischbarkeit der Komponenten im flüssigen, vollständiger Nichtmischbarkeit im kristallisierten Zustande. § 4. Die Komponenten des Systems bilden miteinander eine unzersetzt schmelzbare chemische Verbindung, die im kristallisierten Zustande mit den Komponenten nicht mischbar ist. § 5. Die Verbindung schmilzt unter Zersetzung. § 6. Die Komponenten des Systems bilden keine chemische Verbindung, sind aber sowohl im flüssigen wie im kristallisierten Zustande in allen Verhältnissen miteinander mischbar. § 7. Die Komponenten sind im kristallisierten Zustande schon bei der Schmelztemperatur nur beschränkt ineinander löslich. § 8. Beschränkte Mischbarkeit im flüssigen Zustande. § 9. Polymorphe Umwandlungen. — III. Untersuchungsmethoden. § 1. Thermische Analyse. § 2. Metallographie. § 3. Dilatometrische und kalorimetrische Methoden. — IV. Binäre Legierungen. § 1. Legierungen ohne chemische Verbindung der Komponenten. § 2. Binäre Legierungen mit Verbindungen. § 3. Verbindungsfähigkeit und Isomorphismus der Metalle. — V. Ternäre Legierungen. — VI. Die gewerblich wichtigsten Legierungen. § 1. Eisen und Kohlenstoff. § 2. Legierungen des Kupfers. — VII. Die physikalischen Eigenschaften. § 1. Mechanische und thermische Eigenschaften. § 2. Elektrische Leitfähigkeit. § 3. Der Magnetismus der Legierungen. § 4. Elektrolytische Lösungstension und elektromotorische Kraft. — Register.

Aus dem Vorwort.

„Die Zahl der Untersuchungen über die Konstitution und die Eigenschaften der Legierungen ist in den letzten Jahren so sehr angewachsen, daß der Überblick für denjenigen, der sich nicht speziell mit dem Gegenstande beschäftigt, immer schwieriger wird. Und doch bietet gerade dieses Kapitel der physikalischen Chemie nicht nur für die Chemiker und Technologen, von denen die wissenschaftliche Erforschung desselben in erster Linie betrieben wurde, sondern auch für den Physiker ein hervorragendes Interesse. Der Versuch, das einschlägige Material zusammenfassend darzustellen, bedarf darum kaum einer Rechtfertigung. Der jetzige Zeitpunkt erschien hierfür um so geeigneter, als die Klarlegung der Konstitution der binären Legierungen dank den Arbeiten Tammanns und seiner Schüler gegenwärtig zu einem gewissen Abschlusse gediehen und damit auch für das Studium der Legierungen von mehr als zwei Komponenten, sowie für die systematische Bearbeitung des Zusammenhanges zwischen den verschiedenen Eigenschaften und der Konstitution der Legierungen erst die rationelle Grundlage gewonnen ist. In dieser Hinsicht mag die vorliegende Arbeit auch zu weiterer Forschung anregen, wenngleich begreiflicherweise die Originaluntersuchungen weder alle berücksichtigt, noch in Form von Literaturangaben sämtlich erwähnt werden konnten. Vollständigkeit wurde nur insofern angestrebt, als die verschiedenen Typen, denen man bei der Untersuchung der Konstitution der Legierungen begegnet, an charakteristischen Beispielen erläutert wurden..."

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig

Die Wissenschaft Sammlung naturwissenschaftl. und mathematischer Einzeldarstellungen Heft 34

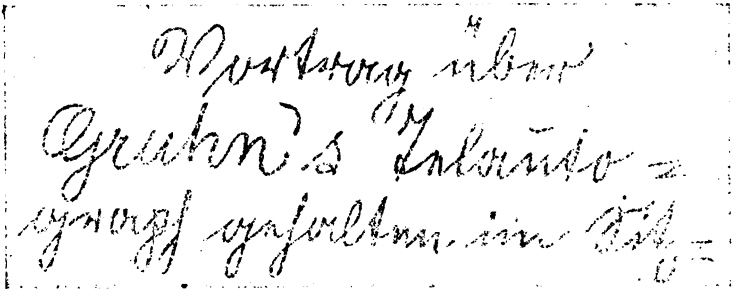
Die elektrische Fernübertragung von Bildern

Von Dr. Robert Pohl, Assistenten am Physikalischen Institut der Universität Berlin. Mit 25 Abbildungen. VIII, 45 S. 1910. Geh. M 1.80, geb. M 2.50.

Inhaltsverzeichnis. Einleitung. — 1. Kapitel. Die Möglichkeiten der elektrischen Zeichenübertragung. — 2. Kapitel. Über Synchronismus. Zerlegung der Bilder in Flächenelemente. Uhrwerke. Casellis Pendelsynchronisierung. Nebenschlußmotore mit Zentrifugalregulatoren. Synchronisierung des Hughes-Apparates. Synchronisierung mit Korrektionsströmen. — 3. Kapitel. Kopiertelegraphen für einen Leitungsdraht. Allgemeine Ausführung. Bakewells Kopiertelegraph. Casellis Pantelegraph. Kopiertelegraphie mittels elektrischer Wellen. — 4. Kapitel. Kopiertelegraphen für zwei Leitungsdrähte. Telautographen. — 5. Kapitel. Apparate für elektrische Fernphotographie (I. Teil). Unterschied von den Kopiertelegraphen. Einteilung der Apparate. Die Empfangsapparate. Sender für Reliefbilder. Herstellung der Reliefs. Benutzung elektrischer Wellen. — 6. Kapitel. Apparate für elektrische Fernphotographie (II. Teil). Sender mit Selenzellen. Selen und Selenzellen. Selenträgheit und Kompensation. Erste Versuche mit Selensendern. Apparat Bidwells. Empfänger Korns. — 7. Kapitel. Vergrößerung der Übertragungsgeschwindigkeit.

Vorwort.

„Die große Beachtung, die das Problem der elektrischen Fernübertragung von Zeichnungen und Bildern in weiteren Kreisen gefunden hat, ließ es den Herausgebern der »Wissenschaft« wünschenswert erscheinen, eine Darstellung der bisherigen Entwicklung des Problems in die Sammlung aufzunehmen. Für eine derartige zusammenfassende Darstellung ist die größte Kürze geboten ... Es liegt in der Natur des Problems, daß sich die Ausführungen zum Teil auf technischem Gebiete bewegen müssen. Doch habe ich mich bemüht, alle rein konstruktiven Einzelheiten auszuschalten, wiewohl in diesen zurzeit die eigentlichen praktischen Schwierigkeiten liegen und gerade in der technischen Durcharbeitung der Fortschritt dieser im Prinzip schon seit vielen Jahrzehnten bekannten Apparate zu suchen ist.“



Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig

Die Wissenschaft Sammlung naturwissenschaftl. und mathematischer Einzeldarstellungen Heft 35

Die elektrischen Erscheinungen

in metallischen Leitern (Leitung, Thermoelektrizität, Galvanomagnetische Effekte, Optik)

Von Dr. K. Baedeker, a. o. Professor an der Universität Jena. Mit 25 Abbildungen. VIII, 146 S. 1911. Geh. M 4,—, geb. M 4,80.

Inhaltsverzeichnis. Einleitung. Wesen der metallischen Leitung. Übersicht über die behandelten Erscheinungen. Prinzipien der theoretischen Behandlung. Elektronentheorie der metallischen Leitung. Einführung des Maxwellschen Verteilungssatzes nach Lorentz. Elektronenemission glühender Körper. — 1. Kapitel. Die Elektrizitätsleitung in Metallen. Allgemeines. Elektronentheorie der Leitung. Messung der Leitfähigkeit. Beobachtungsergebnisse über das elektrische Leitvermögen. Wirkung der Temperatur auf die Elektrizitätsleitung der reinen Metalle. Die Abhängigkeit des Leitvermögens von der Temperatur bei schlechten Leitern. Wirkung des Druckes auf das elektrische Leitvermögen. Veränderung des Leitvermögens beim Wechsel des Aggregatzustands. Leitfähigkeit bei Modifikationsänderungen. Die Elektrizitätsleitung in Legierungen. Legierungen mit gegenseitiger Löslichkeit der Komponenten. Legierungen, welche Verbindungen enthalten. Wirkung der Temperatur auf das Leitvermögen der Legierungen. Zur Theorie der Leitung in Legierungen. — 2. Kapitel. Die Wärmeleitung in Metallen. Elektronentheorie der Wärmeleitung. Beobachtung des Wärmeleitvermögens und des Leitverhältnisses. Spezielle Beobachtungsergebnisse über Wärmeleitung und Leitverhältnis. — 3. Kapitel. Die thermoelektrischen Erscheinungen. Die Messung thermoelektrischer Kräfte und ihre Ergebnisse. Thermoelektrizität der Legierungen und Verbindungen. Einfluß des Druckes auf die thermoelektrische Kraft. Der Peltiereffekt. Der Thomsoneffekt. Thermodynamische Behandlung der thermoelektrischen Erscheinungen. Die Elektronentheorien der Thermoelektrizität. — 4. Kapitel. Die galvanomagnetischen und thormomagnetischen Erscheinungen. Allgemeines über Transversaleffekte. Die Beobachtung der Transversaleffekte und ihre Ergebnisse. Die Longitudinaleffekte. Wechselstrom-Gleichstromeffekt am Wismut. Zur Theorie der galvanomagnetischen Erscheinungen. — 5. Kapitel. Optische Eigenschaften der metallischen Leiter. Die optischen Konstanten der Metalle. Theorie der elektromagnetischen Wellen in Leitern. Elektronentheorie der langwelligen Metallstrahlung von H. A. Lorentz. Die Beobachtung der Emission und Reflexion der Metalle im langwelligen Spektrum. Die Dispersion der Metalle.

Aus dem Vorwort:

„Die elektrischen Eigenschaften der metallischen Leiter finden sich in den Lehrbüchern in der Regel an verschiedenen Stellen zerstreut untergebracht. Die rasche Entwickelung der Elektrizitätslehre, insbesondere die der Elektronenlehre im letzten Jahrzehnt gab auch auf diesem Gebiete eine solche Erweiterung des Tatsachenmaterials und eine so große Reihe gemeinsamer Gesichtspunkte, daß die in diesem Buche unternommene zusammenfassende Darstellung berechtigt erschien. Für die gewählte Darstellung war es wesentlich, daß die Theorie noch nicht in gleichem Maße, wie in anderen Gebieten die Grundlage und den Zusammenhang der Erscheinungen zu geben beanspruchen kann. An zwei Stellen wurde etwas mehr auf Einzelheiten eingegangen: bei der Richardsonschen Theorie der Elektronenemission durch glühende Leiter, die ich zum Teil als Grundlage für eine neue Theorie der Thermoelektrizität benutzte, und in diesem letzteren Kapitel selbst . . . Die experimentellen Ergebnisse des behandelten Gebiets sind ausführlicher wiedergegeben. Hier wurde eine gewisse Vollständigkeit, besonders in den Zahlenangaben, erstrebt . . . Auch wurde Wert darauf gelegt, besonders die in den verbreiteten Handbüchern und Tabellen nicht enthaltenen Zahlen wiederzugeben . . .“

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig

Die Wissenschaft Sammlung naturwissenschaftl. und mathematischer Einzeldarstellungen Heft 36

Grundlagen der praktischen Metronomie

Von **Prof. Dr. Karl Scheel,** Mitgl. der Physikalisch-technischen Reichsanstalt. Mit 39 Abbildungen. XII, 168 S. 1911. Geh. M 5,20, geb. M 6,—.

Inhaltsverzeichnis. Einleitung. § 1. Maßeinheiten. § 2. Einheit der Zeit. § 3. Einheiten der Länge und der Masse. § 4. Aufgaben der Metronomie. § 5. Ältere Einheiten für Länge und Maße. § 6. Vereinheitlichung des Maßsystems. Das Meter. § 7. Das Kilogramm. § 8. Das Raummaß. Kubikdezimeter und Liter. § 9. Ausbreitung des metrischen Maßsystems. § 10. Tätigkeit des Bureau international des Poids et Mesures. — I. Abschnitt. Längenmessungen. § 11. Strichmaße und Endmaße. § 12. Einfache Längenmessungen an Strichmaßen. § 13. Mikroskop. § 14. Nonius. § 15. Schraubenmikrometer. § 16. Okularmikrometer. § 17. Komparator. § 18. Transversalkomparator. § 19. Kathetometer. § 20. Longitudinalkomparator. § 21. Schraubenteilmaschine. § 22. Herstellung von Teilungen. § 23. Untersuchung von Teilungen. § 24. Fehler und Korrektion. § 25. Bestimmung der inneren Teilungsfehler nach der Methode von Hansen. § 26. Erweiterte Hansensche Methode. § 27 Methode des Durchsiebens (Thiesen, Leman). § 28. Fehler von Schrauben. § 29. Fortschreitende Schraubenfehler. § 30. Periodische Schraubenfehler. § 31. Formen der Endmaße. § 32. Anschluß der Endmaße an Strichmaße. § 33. Vergleichung und Unterteilung von Endmaßen. § 34. Mikrometerschraube. § 35. Meßmaschinen. § 36. Sphärometer. § 37. Messung der Höhenunterschiede von Quecksilbersäulen. — II. Abschnitt. Einfluß der Temperatur bei den Längenmessungen. Wärmeausdehnung. § 38. Material der Maßstäbe. § 39. Normaltemperatur eines Maßstabes. § 40. Temperaturskala. § 41. Quecksilberthermometer. § 42. Platinthermometer. § 43. Thermoelement. § 44. Messung der Wärmeausdehnung auf dem Komparator. § 45. Beispiel für eine Ausdehnungsbestimmung. § 46. Messung der Wärmeausdehnung nach der Interferenzmethode. § 47. Messung der Ausdehnung durch Wägung. § 48. Bäder konstanter Temperatur. — III. Abschnitt. Massenmessungen. § 49. Allgemeine Aufgabe. § 50. Die gleicharmige Wage. § 51. Beispiele von Wagenkonstruktionen. § 52. Gleichgewichtslage der Wage. § 53. Wägung durch Substitution nach Borda. § 54. Wägung durch Vertauschen nach Gauß. § 55. Vollständige Wägung. § 56. Vergleichung mehrerer nahe gleicher Massen. § 57. Massennormale. § 58. Massensätze und ihre Etalonnierung. — IV. Abschnitt. Einfluß äußerer Verhältnisse auf die Wägungen. Ihre Berücksichtigung. § 59. Änderung der Schwere mit der Höhe. § 60. Einfluß der Luftdichte. § 61. Bestimmung der Luftdichte aus meteorologischen Beobachtungen. § 62. Messung der Lufttemperatur. § 63. Messung des Luftdrucks. § 64. Messung der Spannkraft des Wasserdampfes. § 65. Experimentelle Bestimmung der Luftdichte während der Wägung. § 66. Wägungen im Vakuum. § 67. Aufbau von Massen beliebigen Volumens. — V. Abschnitt. Raummessungen. § 68. Volumenbestimmung durch Linearmessung. § 69. Pyknometer. § 70. Volumen aus Masse und Dichtigkeit. § 71. Volumenbestimmung durch Wägung in einer Flüssigkeit. § 72. Dichte des Wassers. § 73. Ausführung hydrostatischer Wägungen. § 74. Bestimmung der kubischen Ausdehnung eines Körpers durch hydrostatische Wägung. § 75. Bestimmung eines Gefäßinhalts durch Wägung. § 76. Bestimmung der Wärmeausdehnung eines Hohlkörpers durch Wägung. § 77. Dichte des Quecksilbers. § 78. Volumenometer. § 79. Bestimmung äußerer Volumina mit dem Volumenometer. — VI. Abschnitt. Sicherungen des metrischen Maßsystems. § 80. Interferenzerscheinungen. § 81. Auswertung des Meters in Lichtwellenlängen. Versuche von Michelson. § 82. Versuche von Benoit, Fabry und Perot. § 83. Anschluß der Masseneinheit an die Längeneinheit.

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig

Die Wissenschaft Sammlung naturwissenschaftl. und mathematischer Einzeldarstellungen Heft 37

Vergleichende Mond- und Erdkunde

Von **Dr. Siegmund Günther**, Professor an der Technischen Hochschule München. Mit 28 Textabbild. und 4 Tafeln. XI, 193 S. 1911. Geh. M 5,—, geb. M 5,80.

Inhaltsverzeichnis. I. Abschnitt. Die Pluralitätshypothesen im allgemeinen. — II. Abschnitt. Die Berechtigung einer vergleichenden Oberflächenkunde von Erde und Mond. — III. Abschnitt. Vergleiche zwischen beiden Weltkörpern in vorteleskopischer Zeit. — IV. Abschnitt. Galilei und Kepler. — V. Abschnitt. Die Ausbildung der Selenographie im 17. und 18. Jahrhundert. — VI. Abschnitt. Die lunare Pluralitätshypothese. — VII. Abschnitt. Die teleskopische Mondbeobachtung im 19. und beginnenden 20. Jahrhundert. — VIII. Abschnitt. Die Mondphotographie und die physikalische Mondforschung überhaupt. — IX. Abschnitt. Die Mondoberfläche auf Grund der Gegenwarterkenntnis betrachtet. — X. Abschnitt. Der lunare Vulkanismus. — XI. Abschnitt. Tektonische Dislokationen auf dem Monde. — XII. Abschnitt. Die Streitfrage nach den rezenten Veränderungen auf dem Monde. — XIII. Abschnitt. Mondoberfläche und Meteorkörper. XIV. Abschnitt. Zusammenfassender Rückblick. — Namensverzeichnis.

Aus dem Vorwort.

„Die vorliegende Schrift ist dazu bestimmt, einen Gedanken weiter auszuführen, welchen der Verfasser vor einer Reihe von Jahren (1899) in der „Umschau" kurz skizziert hat. Von den ältesten Zeiten an soll der Gedanke, im Monde sei „eine zweite Erde" anzuerkennen, durch die Jahrhunderte verfolgt werden, um zuletzt zu zeigen, daß in der Tat mit gutem Rechte ein Vergleich zwischen Mond- und Erdkunde gezogen werden kann, der in sich volle Berechtigung besitzt, sobald man nicht in den freilich sehr gefährlichen und wiederholt begangenen Irrtum verfällt, Analogie mit Identität zu verwechseln. Eine große Schwierigkeit bestand darin, aus der so ungemein reichhaltigen und verzweigten Literatur nur diejenigen Materien auszuheben, welche für unseren Zweck unmittelbar bedeutsam sind, während eine Fülle einschlägiger Veröffentlichungen nicht für den Geographen, sondern ausschließlich für den Astronomen von Wichtigkeit ist. Inwieweit dieses Streben vom Erfolge gekrönt war, das zu beurteilen muß anderen Stellen überlassen bleiben. Daß Puiseux' oft zitiertes Werk sich nach Ziel und Inhalt mit dieser Arbeit nur sehr teilweise deckt, zeigt die Lektüre.... ."

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig

Die Wissenschaft Sammlung naturwissenschaftl. und mathematischer Einzeldarstellungen Heft 38

Das Relativitätsprinzip

Von **Dr. M. Laue**, Privatdozent für theoretische Physik an der Universität München. Mit 14 Abbildungen, X, 208 S., 1911. Geh. M 6,50, geb. M 7,20.

Inhaltsverzeichnis. I. Die Problemstellung. § 1. Die Relativitätsprinzipe der klassischen Mechanik und der Elektrodynamik. § 2. Die empirischen Grundlagen für die Elektrodynamik bewegter Körper. Induktion. Wilsonscher Versuch. Rowlandscher Versuch. Versuche von Röntgen und Eichenwald. Fizeauscher Versuch. Aberration. Dopplereffekt. Michelsonscher Versuch. Andere Versuche über den Einfluß der Erdbewegung. Dynamik des Elektrons. — II. Die älteren Theorien der Elektrodynamik bewegter Körper. § 3. Historische Übersicht. § 4. Die Theorie von Heinrich Hertz: a) Ruhende Körper· b) Bewegte Körper; c) Der Wilsonsche Versuch; d) Der Eichenwaldsche Versuch; e) Der Fizeausche und Michelsonsche Versuch; f) Der Induktionsvorgang; g) Die Erhaltung des Impulses. § 5. Die Elektronentheorie. — III. Die Relativitätstheorie, kinematischer Teil. § 6. Die Lorentz-Transformation. § 7. Die Einsteinsche Kinematik. § 8. Minkowskis geometrische Interpretation der Lorentz-Transformation. § 9. Die Lorentz-Transformation als imaginäre Drehung. — IV. Weltvektoren und -tensoren. § 10. Vierer- und Sechservektoren: a) Vierervektoren; b) Sechservektoren. § 11. Die algebraischen Vektoroperationen: a) Addition und Subtraktion; b) Die skalare Multiplikation; c) Vektorprodukte. § 12. Vektorielle Differentialoperationen. § 13. Welttensoren. — V. Die Elektrodynamik des leeren Raumes nach dem Relativitätsprinzip. § 14. Die Transformation des elektromagnetischen Feldes im leeren Raume. § 15. Die Transformation der Kraftdichte, Energie und Impulssatz: a) Die Viererkraft; b) Der Welttensor T; c) Der Energiesatz; d) Die Erhaltung des Impulses; e) Die Erhaltung des Drehimpulses; f) Transformation der Energie, des Energiestromes und der Spannungen. § 16. Anwendungen: a) Aberration und Dopplersches Prinzip; b) Die Reflexion am bewegten Spiegel. § 17. Gleichförmige Bewegung geladener Körper: a) Das elektromagnetische Feld; b) Das Feld eines bewegten Elektrons; c) Die Rückwirknng des Feldes auf bewegte Träger von Ladungen; d) Energie und Impuls des Feldes; e) Beispiel des kugelförmigen Elektrons; f) Der Trouton-Noblesche Versuch. § 18. Ungleichförmig bewegte Ladungsträger: a) Das Viererpotential; b) Die retardierten Potentiale; c) Die Hyperbelbewegung; d) Das Viererpotential bei der Hyperbelbewegung; e) Das elektromagnetische Feld bei der Hyperbelbewegung; f) Die Rückwirkung des Feldes auf das Elektron; g) Näherung für kleine Beschleunigung. — VI. Die Minkowskische Elektrodynamik der ponderablen Körper. § 19. Die Transformation der Feldgleichungen I bis IV: a) Die Feldvektoren $\mathfrak{E}$, $\mathfrak{D}$, $\mathfrak{H}$, $\mathfrak{B}$; b) Leitungs- und Konvektionsstrom; c) Die Invarianz der Elektrizitätsmenge. § 20. Die Transformation der Gleichungen V bis VII: a) Der Zusammenhang zwischen $\mathfrak{E}$, $\mathfrak{D}$, $\mathfrak{H}$, $\mathfrak{B}$; b) Elektromotorische Kraft und Leitungsstrom. § 21. Anwendungen: a) Das Ohmsche Gesetz; b) Induktion; c) Grenzbedingungen; d) Der Wilsonsche Versuch; e) Der Eichenwaldsche Versuch. § 22. Energie und ponderomotorische Kraft: a) Die Unzulänglichkeit der Maxwellschen Theorie; b) Die Transformation beliebiger ponderomotorischer Kräfte; c) Die Bedeutung der Komponenten des Welttensors T; d) Anwendung auf die Elektrodynamik; e) Die Joulesche Wärme. § 23. Der Strahlungsdruck. — VII. Dynamik. § 24. Die mechanische Trägheit als Wirkung der Energie: a) Zweck und Ausgangspunkt der Betrachtungen; b) Impuls und Energie; c) Diskussion von XXVI. § 25. Impuls, Energie und Spannung in ihrer Abhängigkeit von der Geschwindigkeit und dem inneren Zustand: a) Ableitung der Gleichungen; b) Diskussion; c) Vergleich mit der klassischen Mechanik. § 26. Die Bedeutung der dynamischen Viererkraft F und die absoluten und relativen Spannungen. § 27. Beispiele für die quasistationäre, adiabatische, isopieistische Dynamik: a) Der Massenpunkt; b) Die Dynamik einer elektrisch geladenen Kugel; c) Körper mit beliebigen Spannungen; d) Vollständiges statisches System. § 28. Thermodynamik: a) Transformation der Entropie; b) Transformation der Temperatur; c) Bestätigung von XXX; d) Das dynamische Potential H; e) Isotherm-isochore Dynamik; f) Das Prinzip der kleinsten Wirkung. § 29. Die Dynamik der Hohlraumstrahlung: a) Die Hohlraumstrahlung in der Ruhe; b) Die Hohlraumstrahlung in gleichförmiger Bewegung; c) Isotherm-isochore Dynamik; d) Historische Bemerkungen. § 30. Rückblicke und Ausblicke. — Anhang. a) Geometrische Bezeichnungen; b) Vektor- und Tensorbezeichnungen; c) Die verschiedenen Arten der Zeitdifferentiation; d) Bezeichnung und Maßsystem der physikalischen Größen. Literatur. Namenregister. Sachregister.

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig

Die Wissenschaft Sammlung naturwissenschaftl. und mathematischer Einzeldarstellungen Heft 39

Das Problem des absoluten Raumes

u. seine Beziehung zum allgem. Raumproblem

Von Aloys Müller. X, 154 S. 1911. Geheftet M 4,—, gebunden M 4,80.

Inhaltsverzeichnis. Einleitung. Konstruktion des erkenntnistheoretisch neutralen Weltbildes. — Erster Teil. Logisch-physikalische Theorie des absoluten Raumes. I. Das phoronomische Weltbild. Definition dieses Weltbildes und der Begriffe absolut und relativ. Phoronomisches Relativitätsprinzip. Absolute Bewegung für die Mechanik unbrauchbar. Weitergehende positivistische Ansichten. Stellung des phoronomischen Bildes zum Begriff des absoluten Raumes. II. Die Dynamik des phoronomischen Weltbildes. Unbestimmtheit dynamischer Grundbegriffe innerhalb des phoronomischen Bildes; Äquivalenz der geometrischen und dynamischen Beziehungen. III. Die Versuche zur Konstruktion des dynamischen Weltbildes: Der erste Weg. Zwei Wege möglich. Mach als Typus des ersten Weges. Die drei Nuancen, die Mach ihm gegeben hat, sind teils nur vorläufig brauchbar, teils überhaupt unannehmbar. IV. Die Versuche zur Konstruktion des dynamischen Weltbildes: Der zweite Weg. Die beste Durchführung von L. Lange. Definition der gleichen Zeitintervalle nach Neumann. Definition des Intertialsystems; notwendige Bestandteile des Begriffsinhaltes. Tatsächliche Festlegung des Inertialsystems nicht streng möglich. V. Inertialsystem und absoluter Raum. Ideales Inertialsystem 1. ohne unmittelbaren Zusammenhang mit dem tatsächlichen Inertialsystem; 2. von demselben Realitätscharakter wie die Raummomente der Körper, — Begriff des Neumannschen Körpers gegen Einwände verteidigt, aber nicht in dem Neumannschen Sinne brauchbar —; 3. deshalb identisch mit dem Begriffe des absoluten Raumes. VI. Logik des absoluten Raumes. Unterscheidung des phoronomisch-dynamischen vom physikalischen Begriff des absoluten Raumes. Absolute Bewegung. Grenzfall der Relativbewegung. Eigentümlicher Charakter der Transzendenz des absoluten Raumes. Verwechslung von „absolut" mit „objektiv" und anderen Begriffen. Begriff des starren Raumes. Das relativistische Bild als notwendige Konsequenz des absolutistischen. VII. Das Trägheitsprinzip und die Trägheitswirkungen. Scheidung in phoronomisch-dynamische und physikalische Fassung des Trägheitsprinzips. Verhältnis zu den beiden Begriffen des absoluten Raumes. Trägheitsprinzip in relativer Fassung. Der absolute Charakter der Rotation. Trägheitsprinzipien in anderer Form. Begriff der Ordnung der Relativsysteme. — Zweiter Teil. Philosophische Theorie des absoluten Raumes. I. Die allgemein-logische Begründung des absoluten Raumes. Definition der Realität der Relativbewegung. Unaufteilbarkeit der realen Distanzänderung. Prinzip der konkreten Bestimmtheit als Konsequenz aus dem Identitätsprinzip. Absolute Aufteilung als logisch gefordert von dem Prinzip der konkreten Bestimmtheit; nur das Dynamische teilweise willkürlich. — Gleichwirklichkeit des ptolemäischen und des kopernikanischen Weltsystems. — Kritik der Versuche von Heymans und Höfler. II. Metaphysik des absoluten Raumes. Kurze Begründung des idealrealistischen erkenntnis-theoretischen Standpunktes durch Kritik des Idealismus und des Gegebenheitsstandpunktes. Objektives und subjektives a priori. Empirismus und Nativismus. Unabhängigkeit des Raumes von den Dingen. Der Raum als etwas objektiv für sich Bestehendes. Harmonisierung der Begriffe des apriorischen und objektiven Raumes. Abhängigkeit der Körper vom Raum. Metaphysicher Begriff des absoluten Raumes. Absolute Zeit. Vergleich mit den Newtonschen Begriffen. Eine merkwürdige Eigenschaft des absoluten Raumes und der absoluten Zeit. Der Raum als Substanz. III. Die Grundlagen der Metaphysik des absoluten Raumes in der modernen Physik. Verhältnis der physikalischen Grundlagen zu den metaphysischen Untersuchungen. Prinzip der Konstanz der Masse in dem bisherigen Sinne falsch. Elektron. Elektromagnetisches Weltbild. Absolute Ruhe des Äthers. Charakter der Ätherhypothese. Ersetzung des Äthers durch den Raum. Zeitlich sich fortpflanzende Fernkräfte. Fernwirkungstheorie und phänomenologischer Standpunkt. Ersatz des Äthers nötig. — Einsteinsches Prinzip — ein Rechnungsprinzip. — Das physikalische Weltbild an und für sich metaphysisch vieldeutig und ein Bild der phänomenalen Welt. — Konsequenzen aus den physikalischen Darlegungen. — Dritter Teil. Die nichteuklidischen Geometrien und der absolute Raum. Mehrdimensionale Geometrien. Der Raum hat keine Dimensionen. Begriff der nichteuklidischen Räume. Verhältnis des Erfahrungsraumes zum euklidischen und nichteuklidischen Charakter. Die nichteuklidischen Räume absolute Räume. Begriff der Absolutheit der Größe im nichteuklidischen Raum. Gründe gegen die tatsächliche Existenz eines nichteuklidischen Raumes nicht stichhaltig. Die tatsächliche Existenz eines nichteuklidischen Raumes mit variablem Krümmungsmaß als Element in unserem Weltbild. — Schematische Übersicht über die Raumtheorie. — Schluß. — Anhang. — Verzeichnis der zitierten Literatur.

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig

Die Wissenschaft Sammlung naturwissenschaftl. und mathematischer Einzeldarstellungen Heft 40

Die Leuchtgaserzeugung u. die moderne Gasbeleuchtung (Preßgasbeleuchtung usw.)

Von Fritz Schmidt, Ingenieur in Berlin. Mit 63 Abbildungen. VII, 86 S. 1912. Geheftet M 2,50, gebunden M 3,20.

Inhaltsverzeichnis. A. Einleitung. — B. Entwickelung der Beleuchtungstechnik. Erfindung des Leuchtgases. Erste Anwendung des Leuchtgases in England und seine Einführung in Berlin durch die Engländer. Berlin als charakteristisches Beispiel für die Entwickelung der Leuchtgasindustrie in einer Stadt. Jährliche Gasproduktion der Gaswerke verschiedener größerer Städte Preußens. — C. Herstellung des Leuchtgases. Steinkohle; ihre Entstehung, ihr Vorkommen und ihre Bestandteile. Retortenöfen; horizontale, schräg liegende und vertikale Öfen. Rostöfen, Generatoröfen und Halbgeneratoröfen, Gebläsemaschinen. Luft- und Wasserkühler. Teerscheider von Pelouze und Andoin und Teerwäscher von Drory. Rohes Leuchtgas. Reinigung des Gases. Naphtalinwäscher. Cyanwäscher. Ammoniakwäscher. Eisenreiniger. — D. Das zum Gebrauch fertige Leuchtgas. Gereinigtes Leuchtgas. Heizwert des Leuchtgases. Brennwertmesser von Prof. Junker. Mischgas. Gasmesser. Gasbehälter. Druckregler. Manometer. Leitungsnetz. Wasserabscheider. — E. Anwendung des Leuchtgases. Leuchtkraft des Gases. Lichtmesser. Brenner. Stehendes und hängendes Gasglühlicht. Betriebskostenvergleich zwischen Gasglühlicht, elektrischem Licht und Petroleumlicht. Zündungen. — F. Starklicht. Allgemeines. Preßgasanlagen. Preßluftanlagen. Anlagen mit gepreßtem Gas- und Luftgemisch. Millenniumlicht. Pharoslicht. Keithlicht. Selaslicht. Preßgas- und Preßluftlampen. Zündungsvorrichtungen für Preßgas- und Preßluftlampen. G. Schlußwort.

Vorwort.

Heftiger denn je ist der Kampf zwischen dem Steinkohlengas und dem elektrischen Strom als Beleuchtungsmittel entbrannt; die neuesten Erfindungen auf diesem Gebiete spornen zum gegenseitigen Wettkampf an. Das vorliegende Bändchen versucht eine gemeinverständliche und übersichtliche Darstellung der geschichtlichen Entwickelung und des augenblicklichen Standes der Leuchtgaserzeugung, sowie der Anwendung des Steinkohlengases als Beleuchtungsmittel zu geben. Eine besondere Berücksichtigung hat die moderne Anwendung des Steinkohlengases als sogenannte Preßgas- und Preßluftbeleuchtung gefunden, Das kleine Buch dürfte allen denen willkommen sein, welche sich in kurzer Zeit einen Überblick über die Entwickelung, Erzeugung und moderne Anwendung des so wichtigen Beleuchtungsmittels verschaffen wollen.

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig

Die Wissenschaft Sammlung naturwissenschaftl. und mathematischer Einzeldarstellungen Heft 41

Der Weltäther

Von Sir Oliver Lodge. Übersetzt von Hilde Barkhausen. Mit 17 Abbildungen und 1 Tafel. VII, 107 S. 1911. Geh. M 3,—, geb. M 3,60.

Inhaltsverzeichnis. Einleitung. Allgemeines und Historisches. — I. Der Lichtäther und die moderne Theorie des Lichtes. — II. Der Äther im Weltenraume als verbindendes Medium. — III. Der Einfluß der Bewegung bei verschiedenen Erscheinungen. — IV. Experimentelle Versuche über den Äther. — V. Ein spezieller Versuch über die Viskosität des Äthers. — VI. Die Dichte des Äthers. — VII. Weiteres über die Dichte und Energie des Äthers. — VIII. Äther und Materie. — IX. Kraft im Äther. — X. Allgemeine Theorie der Aberration. — Anhang. Über Gravitation und Ätherspannung. Berechnungen mit Hilfe der Ätherdichte. Fresnels Gesetz als Spezialfall einer allgemeinen Potentialfunktion.

Ankündigung.

Lodge entwickelt in diesem Buche die Ansicht, die er sich auf Grund eigener und fremder Experimente und auf Grund theoretischer Überlegungen über die Natur des Weltäthers gebildet hat: die Ansicht, daß der Äther eine kontinuierliche, inkompressible, ruhende Ursubstanz sei, mit einer Dichte von 10^{12} gr/ccm und einer inneren Energie von 10^{33} Erg/ccm. Er wendet sich sowohl an den Laien, dem er bei Vermeidung aller Mathematik durch einfache, handgreifliche Beispiele die schwierigen Begriffe zu veranschaulichen sucht, als auch an den Physiker, der eine kritische Zusammenstellung der bisher ausgeführten Versuche über die relative Bewegung zwischen Äther und materiellen Körpern und in den Schlußkapiteln eingehendere theoretische Erörterungen und Folgerungen findet.

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig

Die Wissenschaft Sammlung naturwissenschaftl. und mathematischer Einzeldarstellungen Heft 42

Wechselstromversuche

Von **Dr. Anton Lampa**, o. Professor der Physik an der Deutschen Universität Prag. Mit 54 Abbildungen. X, 176 S. 1911. Geh. M 5,—, geb. M 5,80.

Inhaltsverzeichnis. Einleitung. § 1. Grundbegriffe. — Erstes Kapitel. Die Leitung des Wechselstromes. § 2. Der einfache Stromkreis mit Widerstand und Selbstinduktion. § 3. Die Erzeugung von Feddersenströmen durch Kondensatorentladung. § 4. Der Impedanzversuch von Tesla. § 5. Der Impedanzversuch von P. H. Eykmann. § 6. Der Skineffekt. § 7. Der einfache Stromkreis mit Widerstand, Selbstinduktion und Kapazität. — Zweites Kapitel. Induktion und ponderomotorische Kräfte. § 8. Induktion durch einen von Wechselstrom durchflossenen Stromkreis. § 9. Die ponderomotorische Kraft zwischen dem primären und sekundären Stromkreis. Versuche von Elihu Thomson und V. v. Lang. § 10. Der sekundäre Stromkreis eine Kapazität. v. Langs Methode der Bestimmung der Kapazität mit der Wage. § 11. Bestimmung der Selbstinduktion mit der Wage nach W. Peukert. § 12. Der Resonanzversuch von Lodge. — Drittes Kapitel. Das magnetische Drehfeld. § 13. Das einfache Drehfeld. § 14. Die Herstellung des einfachen Drehfeldes mit Einphasenstrom. § 15. Herstellung des einfachen Drehfeldes durch Dreiphasenstrom. § 16. Die Herstellung des einfachen Drehfeldes mittels Gleichstrom. § 17. Demonstration eines magnetischen Drehfeldes nach Rubens-Bode. § 18. Versuche im magnetischen Drehfeld. § 19. Die Größe des Drehungsmomentes. § 20. Rotationen im reinen Wechselfeld. § 21. Die Zerlegung eines Wechselfeldes in zwei Drehfelder. — Viertes Kapitel. Das elektrostatische Drehfeld. § 22. Das elektrostatische Drehfeld. Anordnung von Arnò. § 23. Die Drehfeldschaltung von Guye und Denso. Erste Anordnung von v. Lang. § 24. Zweite Drehfeldanordnung von v. Lang. § 25. Die Drehfeldanordnung von Lampa. § 26. Versuche im elektrostatischen Drehfelde. § 27. Theorie der Rotationserscheinungen im elektrostatischen Drehfelde. § 28. Rotationen im einfachen elektrostatischen Wechselfelde. Versuche von Ch. Borel und v. Lang. § 29. Theorie der Rotationserscheinungen im Wechselfelde.

Vorwort.

Die nachfolgende Schrift beabsichtigt, ohne erschöpfend sein zu wollen, Wechselstromerscheinungen und Wechselstromversuche darzustellen, welche in erster Linie von physikalischem Interesse sind. Der Beschränkung im Inhalt steht die eingehende Durchrechnung der behandelten Probleme gegenüber. Eine gewisse Breite der Darstellung war hier Gebot, wenn dem weiteren Leserkreis, an welchen sich „Die Wissenschaft“ wendet, gedient sein sollte. Die Beschreibung der zu den behandelten Versuchen nötigen Apparatur enthält Zahlenangaben, welche dem Experimentator ausreichende Orientierung für die Ausführung der Versuche gewähren. Das letzte Kapitel, „Das elektrostatische Drehfeld“, berührt das interessante Problem der dielektrischen Hysteresis. Die physikalische Erforschung dieses Gebietes ist noch nicht zu abschließenden Ergebnissen gelangt. Es wurde darum ganz darauf verzichtet, auf die Rolle einzugehen, welche die dielektrische Hysteresis bei den in diesem Kapitel beschriebenen Erscheinungen allenfalls spielen könnte.

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig

Die Wissenschaft Sammlung naturwissenschaftl. und mathematischer Einzeldarstellungen Heft 43

Die Telephonie ohne Draht

Von **Dr. K. Markau.** Mit 103 Abbildungen. X, 126 S. 1912. Geh. M 4,50, geb. M 5.20.

Inhaltsverzeichnis. Erstes Kapitel. Die drahtlose Telephonie mittels Strom- und Induktionslinien. 1. Die Hydrotelephonie. 2. Die Induktionstelephonie. — Zweites Kapitel. Die drahtlose Telephonie mit Hilfe elektromagnetischer Wellen. Allgemeines. 1. Abschnitt. Die drahtlose Telephonie unter Verwendung von Licht- und Wärmestrahlen. 1. Der sprechende Lichtbogen 2. Die drahtlose Telephonie mittels Lichtstrahlen (Photophonie). 3. Die drahtlose Telephonie mittels Wärmestrahlen (Thermophonie). 2. Abschnitt. Die drahtlose Telephonie mittels Hertzscher Wellen. Allgemeines. 1. Die drahtlose Telephonie System Poulsen. 2. Die drahtlose Telephonie System Telefunken. 3. Die drahtlose Telephonie System Quirino Majorana. 4. Die drahtlose Telephonie System de Forest. 5. Die drahtlose Telephonie System Colin und Jeance. 6. Die drahtlose Telephonie mittels Stoßerregung. 7. Die drahtlose Telephonie mit Hochfrequenzmaschinen. — Drittes Kapitel. Die hauptsächlichsten Nebenapparate. 1. Die Kondensatoren. 2. Die Induktanz- und Koppelungsvorrichtungen. 3. Die Detektoren. Die Kiebitzschen Versuche mit Erdantennen.

Aus dem Vorwort.

Da man wegen der in den größeren Werken immerhin sehr verstreuten Angaben über drahtlose Telephonie wohl kaum zwecks Information zu diesen greifen dürfte, so soll das vorliegende Heft der „Wissenschaft“ dem in letzter Zeit rege gewordenen Wunsche nach einer geschlossenen Information über dieses Gebiet nachkommen.

Der jetzige Zeitpunkt ist für eine zusammenfassende Darstellung des bisher Erreichten insofern günstig, als sich bereits eine Reihe von verschiedenen Systemen der drahtlosen Telephonie herausgebildet hat, die sämtlich auf nicht unerhebliche Erfolge zurückblicken können, so z. B. die Systeme der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie, von Poulsen, Majorana, Fessenden, de Forest, Colin und Jeance. Hierzu ist in jüngster Zeit noch das vielversprechende System für drahtlose Telephonie nach Professor Goldschmidt getreten. Es liegt somit ein überreiches Material vor, das wert ist, über das Erreichte und über die eingeschlagenen Wege Umschau zu halten.

Zu einem solchen Überblick hielt der Verfasser es auch für wünschenswert, die früher zur Erzielung einer drahtlosen Telephonie versuchten Wege in einem gewissermaßen historischen Teile zu berücksichtigen, denn diese Wege, wenn sie auch längst verlassen sind, bieten so manches Interessante.

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig

Die Wissenschaft Sammlung naturwissenschaftl. und mathematischer Einzeldarstellungen Heft 44

Elektrobiologie

Von **Julius Bernstein**, o. ö. Professor der Physiologie an der Universität Halle a. S. Mit 62 Abbildungen. IX, 215 S. 1912. Geh. M 6,—, geb. M 6,80.

Inhaltsverzeichnis. Erstes Kapitel. Historisches und Einleitung. Zweites Kapitel. — Theorie der elektrischen Ketten. — Drittes Kapitel. Elektrische Vorgänge in Nerven und Muskeln in ihrer Beziehung zur Errregung, Reizleitung und Kontraktion. — Viertes Kapitel. Fortsetzung und elektrische Vorgänge in anderen Organen. — Fünftes Kapitel. Die Membrantheorie. — Sechstes Kapitel. Die elektrischen Organe. — Siebentes Kapitel. Innere Polarisation und elektrische Reizung. — Achtes Kapitel. Haut- und Drüsenströme. Ihre Bedeutung für die Sekretion und Resorption. Die Elektroosmose. Elektroosmotische Membrantheorie. — Neuntes Kapitel. Ursprüngliche physiologische Bedeutung des Membranpotentials der Zellen. Die Wasserbindung in den Zellen. Genese der elektrischen Eigenschaften der Organe. Die Pflanzenströme — Zehntes Kapitel. Die Elektrokinese.

Aus dem Vorwort.

Dieses Buch soll hauptsächlich die Aufgabe erfüllen, weiteren Kreisen der für physiologische Forschung sich interessierenden Leser, wie dem Mediziner, dem Physiker, Chemiker, Techniker und allen naturwissenschaftlich Gebildeten die Grundlagen der modernen Lehre von der Bioelektrizität zur Kenntnis zu bringen. Außerdem aber hat die stetige experimentelle Arbeit, mit der ich bis in die letzte Zeit zur Ausarbeitung dieser Lehre beschäftigt war, es mit sich gebracht, daß in diesem Buche auch eine Reihe neuer Tatsachen und daraus geschlossener Folgerungen zum ersten Male veröffentlicht werden. Daher hoffe ich, daß auch meine Fachkollegen diesem Buche ihr Interesse zuwenden werden.

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig

Die Wissenschaft Sammlung naturwissenschaftl. und mathematischer Einzeldarstellungen Heft 45

Die Physik der Röntgenstrahlen

Von **Dr. Robert Pohl,** Privatdozent an der Universität Berlin. Mit 72 Abbildungen im Text und auf einer Tafel. XII, 163 Seiten. 1912. Geh. M 5,—, geb. M 5,80.

Inhaltsverzeichnis. Erstes Kapitel. Die Emission der Röntgenstrahlen an der Antikathode. — Zweites Kapitel. Die elektromagnetische Strahlung bei der Bremsung eines Elektrons. — Drittes Kapitel. Die Haupteigenschaften der gerichteten Röntgenstrahlung. — Viertes Kapitel. Die durch Streuung entstehende Sekundärstrahlung. — Fünftes Kapitel. Die charakteristische homogene Sekundärstrahlung (Fluoreszenzstrahlung, Eigenstrahlung). — Sechstes Kapitel. Die Absorption der Röntgenstrahlen. — Siebentes Kapitel. Die Elektronenemission bei der Absorption der Röntgenstrahlen. — Achtes Kapitel. Die Ionisation durch Röntgenstrahlen, chemische Wirkungen und Fluoreszenz. **Nachtrag.** Neuntes Kapitel. Die Interferenz der Röntgenstrahlen.

Aus dem Vorwort.

Durch die Arbeiten der letzten Jahre ist die physikalische Erkenntnis der Röntgenstrahlen erheblich gefördert worden. Das vorliegende Buch versucht den gegenwärtigen Stand der Untersuchungen und ihre wesentlichen Ergebnisse zusammenzufassen. Es ist aus Vorlesungen entstanden, und teilweise auch aus Referaten, die ich während der letzten Semester im Colloquium des Berliner Physikalischen Instituts gehalten habe. Die Literatur konnte ich zum Teil bis zur Mitte dieses Jahres berücksichtigen, da mir von mehreren Seiten in liebenswürdigster Weise Korrekturbogen zur Verfügung gestellt wurden, doch lag es meiner Absicht fern, alle seit Röntgens Entdeckung erschienenen Publikationen heranzuziehen. Das verbot rein äußerlich der Umfang, und außerdem besitzen sehr viele Arbeiten kaum mehr historisches Interesse.

Die Darstellung schließt sich durchweg der elektromagnetischen Auffasung der Röntgenstrahlen als kurzer Ätherimpulse an, ohne jedoch, wie ich hoffe, der Deutung der experimentellen Tatsachen irgendwie Zwang anzutun.

Nach Vollendung des Manuskriptes erfuhr ich von den Versuchen der Herren Laue, Friedrich und Knipping, und die Freundlichkeit dieser Herren ermöglichte es mir, als Nachtrag ein besonderes Kapitel über die Interferenzerscheinungen anzufügen, die in vielfacher Hinsicht von grundlegender Bedeutung sind.

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig

Die Wissenschaft Sammlung naturwissenschaftl. und mathematischer Einzeldarstellungen Heft 46

Physikalische Grundlagen der Elektrotechnik

Erster Band: Eigenschaften des magnetischen und elektrischen Feldes. Von **Dr. F. F. Martens,** Professor der Physik an der Handelshochschule Berlin und Privatdozent an der Universität Berlin. Mit 253 eingedruckten Abbildungen. XII, 245 Seiten. 1912. Geh. M. 7,20, geb. M. 8,—.

Der zweite Band des Werkes erscheint in Kürze

Inhaltsverzeichnis des ersten Bandes. Abschnitt 1. Magnetisches Feld Erstes Kapitel. Permanente Magnete und magnetisches Feld. — Zweites Kapitel. Das einen elektrischen Strom umschlingende magnetische Wirbelfeld. — Drittes Kapitel. Verhalten von Eisen und Stahl im magnetischen Felde. **Abschnitt 2. Elektrisches Feld.** Viertes Kapitel. Widerstand, Spannung und Stromstärke. — Fünftes Kapitel. Leistung des elektrischen Stromes an Widerständen; Joulesche Wärme. — Sechstes Kapitel. Ruhende Elektrizitätsmengen oder Ladungen, Kapazität und elektrische Induktion. — Siebentes Kapitel. Das einen magnetischen Verschiebungsstrom umschlingende elektrische Wirbelfeld. — Achtes Kapitel. Durchgang des elektrischen Stromes durch elektrolytische Leiter. — Neuntes Kapitel. Verschiedenheit der Spannung auf beiden Seiten einer Grenzfläche. — Zehntes Kapitel. Maßeinheiten.

Aus dem Vorwort.

Für die Lektüre fast aller Kapitel der „Physikalischen Grundlagen der Elektrotechnik" sind höhere mathematische Vorkenntnisse entbehrlich; schwierige mathematische Entwickelungen sind nur im letzten Kapitel des zweiten Bandes enthalten.

Die Gleichungen aller Kapitel (mit Ausnahme des zehnten und letzten) hat Verfasser so geschrieben, wie sie bei Anwendung eines umfassenden Maßsystems, und zwar des elektromagnetischen, lauten. In einem Artikel des zehnten Kapitels sind dann die wichtigsten Gleichungen in der Form zusammengestellt, welche sie bei Verwendung des elektrostatischen Maßsystems erhalten. Endlich gibt der letzte Artikel eine Zusammenstellung der wichtigsten Gleichungen in der Form, welche sie bei Verwendung des Lorentzschen Maßsystems annehmen. Diese Behandlungsweise hat vor der in anderen experimentellen Büchern angewandten den Vorteil größerer Konsequenz und macht es unnötig, den Gedankengang fortwährend durch Auseinandersetzungen über Maßeinheiten zu stören. Die am Schlusse angegebenen Tabellen erleichtern den prakischen Übergang von einer Maßeinheit zu einer anderen.

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig.

DIE WISSENSCHAFT

Sammlung von Einzeldarstellungen aus den Gebieten der Naturwissenschaft und der Technik.

32. Band: **Lichtbiologie.** Die experimentellen Grundlagen der modernen Lichtbehandlung, zusammengestellt von Dr. **Albert Jesionek**, Professor an der Universität Gießen. 1910. Preis ℳ 4,—, geb. ℳ 4,80.

33. Band: **Die physikalisch-chemischen Eigenschaften der Legierungen.** Von Prof. Dr. **Bernh. Dessau.** Mit 82 Abbild. Preis ℳ 7,—, geb. ℳ 8,—.

34. Band: **Die elektrische Fernübertragung von Bildern.** Von Dr. **Rob. Pohl.** Mit 25 Abbildungen. Preis ℳ 1,80, geb. ℳ 2,50.

35. Band: **Die elektrischen Erscheinungen in metallischen Leitern.** (Leitung, Thermoelektrizität, Galvanomagnetische Effekte, Optik). Von Professor Dr. **K. Baedeker.** Mit 25 Abbildungen. Preis ℳ 4,—, geb. ℳ 4,80.

36. Band: **Grundlagen der praktischen Metronomie.** Von Prof. Dr. **K. Scheel.** Mit 39 Abbildungen. 1911. Preis ℳ 5,20, geb. ℳ 6,—.

37. Band: **Vergleichende Mond- und Erdkunde** von Prof. Dr. **S. Günther.** Mit 23 Abbildungen und 4 Tafeln. 1911. Preis ℳ 5,—, geb. ℳ 5,80.

38. Band: **Das Relativitätsprinzip.** Von Dr. **M. Laue.** Zweite vermehrte Auflage. Mit 22 Abbild. 1913. Preis ℳ 8,—, geb. ℳ 8,80.

39. Band: **Das Problem des absoluten Raumes und seine Beziehung zum allgemeinen Raumproblem.** Von Dr. **Aloys Müller.** Preis ℳ 4,—, geb. ℳ 4,80.

40. Band: **Die Leuchtgaserzeugung und die moderne Gasbeleuchtung** von Ingenieur **Fritz Schmidt.** Mit 63 Abbildungen. Preis ℳ 2,50, geb. ℳ 3,20.

41. Band: **Der Weltäther** von Sir **Oliver Lodge.** Deutsch von H. Barkhausen. Mit 17 Abbildungen im Text und einer Tafel. Preis ℳ 3,—, geb. ℳ 3,60.

42. Band: **Wechselstrom-Versuche** von Prof. Dr. **Anton Lampa.** Mit 54 Abbild. Preis ℳ 5,—, geb. ℳ 5,80.

43. Band: **Die Telephonie ohne Draht** von Dr. **K. Markau.** Mit 103 Abbildungen. Preis ℳ 4,50, geb. ℳ 5,20.

44. Band: **Elektrobiologie.** Die Lehre von den elektrischen Vorgängen im Organismus auf moderner Grundlage dargestellt von Prof. Dr. **Julius Bernstein.** Mit 62 Abbildungen. 1912. Preis geh. ℳ 6,—, geb. ℳ 6,80.

45. Band: **Die Physik der Röntgenstrahlen.** Von Dr. **Robert Pohl.** Mit 72 Abbild. im Text und auf einer Tafel. 1912. Preis geh. ℳ 5,—, geb. ℳ 5,80.

46. Band: **Physikalische Grundlagen der Elektrotechnik.** Von Prof. Dr. **F. F. Martens.** Erster Band: Eigenschaften des magnetischen und elektrischen Feldes. Mit 253 Abbildungen. 1912. Preis geh. ℳ 7,20, geb. ℳ 8.—.

47. Band: **Mimikry und verwandte Erscheinungen.** Von Dr. **Arnold Jacobi.** Mit 31 zum Teil farb. Abbildungen. 1913. Preis geh. ℳ 8,—, geb. ℳ 8,80.

Weitere Bände in Vorbereitung. — Ausführliches Verzeichnis kostenlos.

14 DAY USE
RETURN TO DESK FROM WHICH BORROWED

LOAN DEPT.

This book is due on the last date stamped below, or on the date to which renewed.
Renewed books are subject to immediate recall.

20Feb'62JC
IN STACKS
FEB 6 1962
REC'D
JUN 8 - 1962
REC'D LD
JUN 8 - 1962
4Dec'64SM
REC'D LD
FEB 4 '65 -12 M
18Feb'65JS
REC'D LD
JUN 10 '65 -11 AM
MAY 13 1970 75
IN STACKS
APR 2 9 1970
REC'D LD
JUN 9 70 2 PM

LD 21A-50m-8,'61
(C1795s10)476B

General Library
University of California
Berkeley

Ver nschweig.

Gehr **der Spektro-**
sl , 106 S. 8°.
(dbd. *M* 6,20.

Geit **h die Radio-**
a m 50jährigen
S Braunschweig.
2 *M* —,80.

Hem **neubearbeitete**
A 427 S. gr. 8°.
bd. *M* 12,—.

Henr **mie,** zugleich
2 auf dem Ge-
b XIV, 401 S.
g bd. *M* 11,—.

Hess **s auf 0° Tem-**
p *M* 3,—.

van **nach Menge,**
N rt von Ernst
C *M* 4,—.

itete und ver-
n , 8°. *M* 4,50.

Kem **verbindungen,**
n etwa *M* 4,—.

Kuel... **und Flüssig-keiten und die Kommutativitätstheorie.** Mit 9 Abbildungen. X, 241 S. gr. 8°. *(„Die Wissenschaft", Bd. 20.)* *M* 6,50, in Lnwdbd. *M* 7,10.

Landauer, Dr. John, **Die Spektralanalyse.** Mit 44 Holzstichen und einer farbigen Spektraltafel. VIII, 174 S. gr. 8°. *M* 4,—.

Lunge, Prof. Dr. Georg, **Tabellen für Gasanalysen, gasvolumetrische Analysen, Stickstoffbestimmung etc.** *M* 2,—.

YC 11223

Meyer, Kirstine, [illegible] sowie dessen Zusammenhang mit den [illegible] von der Natur der Wärme. Aus dem Dänischen übersetzt [illegible] gard Kolde und mit einem Vorwort von E. Wiedemann. Etwa 10 Bogen, 8°, mit 21 Abbildungen. *(„Die Wissenschaft", Bd. 48.)*

(Erscheint in Kürze.)

Roozeboom, Prof. Dr. H. W. Bakhuis. **Die heterogenen Gleichgewichte vom Stan**

I. Heft. [illegible] m-
pone [illegible],50.

II. Heft. [illegible] Mit
149 A [illegible],50.

III. Heft.

1. Tei [illegible] alle
und [illegible] ers.
Mit [illegible].

2. Tei [illegible] ch-
kri [illegible] ne-
ma [illegible].

283823
Konen
QC454
K6
UNIVERSITY OF CALIFORNIA LIBRARY

Schlömilch, Prof. Dr. Oskar, **Fünfstellige logarithmische und trigonometrische Tafeln.** 6. Auflage. Mit einem Anhang chemischer und physikalischer Konstanten, revidiert von Prof. Dr. Karl Scheel. XXVI, 182 S. 8°. *M* 2,—, in Lnwdbd. *M* 2,40.

Spektraltafeln. Vierundzwanzig der wichtigsten Spektren für den Gebrauch im Praktikum (zum Teil nach H. Erdmann). In feinstem Farbendruck. *M* 4,—.

Travers, Prof. Dr. Morris W., **Experimentelle Untersuchung von Gasen.** Mit einem Vorwort von Sir William Ramsay, K. C. B. Deutsch von Dr. Tadeusz Estreicher. Nach der englischen Auflage vom Verfasser unter Mitwirkung des Übersetzers neu bearbeitet und erweitert. Mit einer Tafel und 144 in den Text eingedruckten Abbildungen. XII, 372 S. gr. 8°. *M* 9,—, in Lnwdbd. *M* 10,—.

Unsere Spezialkataloge „Reine und angewandte Chemie" und „Physik" stehen kostenlos zu Diensten.